Geräuschemission technischer Diffusionsflammen in Abhängigkeit von Mischungsparametern, Brennergeometrie und Luftvorwärmung für Brenngase mit unterschiedlicher Flammengeschwindigkeit

Doktorarbeit
zur
Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
der
Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von
Dieter Otto
Berlin

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549228_0005

Geräuschemission technischer Diffusionsflammen in Abhängigkeit von Mischungsparametern, Brennergeometrie und Luftvorwärmung für Brenngase mit unterschiedlicher Flammengeschwindigkeit

Doktorarbeit

zur

Erlangung des Grades

Doktor-Ingenieur

der

Abteilung für Maschinenbau

der Ruhr-Universität Bochum

von

Dieter Otto

Berlin

Bochum 1982

Doktorarbeit eingereicht am : 21.6.1982

Tag der mündlichen Prüfung : 20.7.1982

Referent : Prof. Dr.-Ing. H. Kremer

Korreferent : Prof. Dr.-Ing. W. Merzkirch

Vorwort

Die vorliegende Arbeit wurde während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Gaswärme-Institut E.V., Essen, angefertigt.

Dem wissenschaftlichen Leiter des Institutes, Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Kremer, der die Arbeit anregte und richtungsweisend förderte, gilt mein besonderer Dank.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. W. Merzkirch danke ich für sein Interesse und die freundliche Übernahme des Korreferates und wertvolle Hinweise.

Allen Mitarbeitern danke ich für ihre Unterstützung, insbesondere aber meinem Mitarbeiter Herrn Baumgart für die mit viel Sorgfalt und Einsatz ausgeführten Meßaufgaben.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2.	Literaturübersicht	4
2.1	Brennergeräusche durch turbulente Verbrennung	5
2.2	Schwingungen in Brennern und Brennkammern	12
3.	Theoretische Grundlagen	18
3.1	Wellengleichungen	18
3.2	Schallquellen in turbulenten Diffusionsflammen	24
4.	Versuchsaufbau für die Geräuschmessungen	30
4.1	Prüfstand für frei brennende Flammen	30
4.2	Versuchsbrenner	30
4.3	Wärmetechnische Messungen	37
4.4	Akustische Messungen	45
4.5	Versuchsofen für eingeschlossene Flammen	47
5.	Experimentelle Ergebnisse an offenen Flammen	50
5.1	Strömungsgeräusch ohne Verbrennung	51
5.2	Einfluß der Brennerbelastung auf den Schalldruck	54
5.3	Einfluß des Ausbrandverlaufs auf die Geräuschemission	57
5.4	Brennergeräusche durch instabile Verbrennung	61
5.5	Einfluß des Brenngases auf die Geräuschemission	70
5.6	Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft	77
5.7	Verbrennung mit Luftvorwärmung	79
5.8	Brennergeräusch von mehreren parallel betriebenen Brennern	80
5.9	Rechnerische Darstellung der Ergebnisse	85
6.	Meßergebnisse am Industrieofen	91
6.1	Beschallung des Ofens mit Kunstschallquellen	91
6.2	Einfluß der Ofenraumgeometrie auf den Schalldruckverlauf	93
6.3	Einfluß einer zusätzlichen Keramikfaserauskleidung des Industrieofens auf die Schallabstrahlung	95

Seite

7. Diskussion der Meßfehler 104

7.1 Meßfehler der wärmetechnischen Messungen 104
7.2 Meßfehler der akustischen Messungen 105

8. Zusammenfassung 107

9. Literaturverzeichnis 110

Anhang

A Wellengleichungen 117

B Elementare Schallstrahler 122

C Tafel 1: Brenngaszusammensetzung 129

Formelzeichen

a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
A	m^2	Fläche
b	-	Brenngasanteil
c	m/s	Schallgeschwindigkeit
c_p	$J/m^3 \cdot K$	spezifische Wärmekapazität
Da	-	Damköhler-Zahl
d	m	Brennerdurchmesser
E	J	kinetische Energie
$\dot{E}$	J/s	Energiestrom
F	-	Brennstoff/Luft-Massenstromverhältnis
F_i	N/m^3	Vektor, definiert in Gleichung (111)
f	1/s	Frequenz
f_i	N/m^3	Quellterm der Impulsgleichung (Vektor)
G	-	Temperaturparameter
H_u	J/m^3	Heizwert
i	-	imaginäre Einheit
$i = \rho v^2$	N/m^2	Impulsstromdichte
I	N	Impulsstrom
J	J/m^2	Schallintensität
k	-	Expansionskoeffizient
k	1/m	Wellenzahl
K	-	Korrekturfaktor
l	m	Ortskoordinate in Richtung Schallquelle
l_e	m	Turbulenzlängenmaß
L	m	charakteristische Länge
L_p	dB	Schalldruckpegel
L_p	dB	Schalleistungspegel
M	-	Mach-Zahl
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom

M	g/mol	Molmasse
M	kg/m^3s	Skalar, definiert in Gleichung (114)
m	kg/m^3s	Quellterm der Kontinuitätsgleichung (Skalar)
n	-	Luftzahl
N	-	Zählgröße
P	N/m^2	Spannungstensor
P	J/s	Leistung
p	N/m^2	Druck, Schalldruck
q_1, q_2	N/m^4	Quellterm der inhomogenen Wellengleichung
$\dot{q}$	J/m^3s	spez. Brennstoffumsatz
$\dot{Q}$	J/s	Brennerbelastung
r	m	Radius, Abstand
r	-	Raumanteile
R	$\frac{Ns}{m^3}$	Strömungswiderstand
R	J/mol K	Gaskonstante
R	-	Reflexionsfaktor
Re	-	Reynolds-Zahl
S	m^2	Kontrollfläche
St	-	Strouhal-Zahl
t	s	Zeit
T	s	Schwingungsdauer
T	K	absolute Temperatur
T_{ij}	N/m^2	Tensor, definiert in Gleichung (116)
U	m/s	charakteristische Geschwindigkeit
v	m/s	Geschwindigkeit, Schallschnelle
V	m^3	Volumen
$\dot{V}$	m^3/s	Volumenstrom

x, y, z	m	kartesische Koordinaten
Z_o	$\frac{N_s}{m^3}$	Schallkennimpedanz
Z_s	$\frac{N_s}{m^3}$	spez. Schallimpedanz

α	1/m	Dämpfungskonstante
α	-	Ausbrand
β	1/m	Phasenkonstante
γ	1/m	komplexe Ausbreitungskonstante
γ	^{o}	Strahlwinkel
Γ	-	Richtungsfaktor
δ	-	Tensor mit $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$
η	-	Wirkungsgrad
ϑ	^oC	Abgastemperatur
κ	-	Verhältnis der Wärmekapazitäten
λ	m	Wellenlänge
Λ_1	m/s	laminare Flammengeschwindigkeit
ρ	kg/m^3	Dichte
ρ_o	kg/m^3	Dichte des umgebenden Mediums
ρ_1	kg/m^3	Dichte des Brennstoff-Luft-Gemisches
ρ_2	kg/m^3	Dichte des Abgases
τ	s	Phasenverschiebung, Verzugszeit
τ_{ij}	N/m^2	Reynolds'scher Spannungstensor
ϕ	^{o}	Nullphasenwinkel
ω	1/s	Kreisfrequenz
Θ	-	Rückströmungsparameter

Kopfzeiger

$\vec{}$	Vektor
$\bar{}$	gemittelter Wert
'	turbulente Schwankungsbewegung
$\hat{}$	Scheitelwert

Fußzeiger

e	einfallende Welle
g	Gas
i,j	1, 2, 3 kartesische Zeiger
l	laminar, Luft
max	Höchstwert
min	Mindestwert
n	normal zur Kontrollfläche
o	Austrittsebene
r	reflektierte Welle
tr	trocken
u	unverbrannt
v	verbrannt
w	Wand, Grenzfläche
.	Wechselgrößen von Druck und Geschwindigkeit
-	Mittelwert, komplexe Größen

Symbole

∂	partielles Differential
Δ	Differenz
Σ	Summe

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Industriegasbrenner werden als Diffusionsbrenner ausgelegt, wenn z.B. aus Gründen der Energierückgewinnung die Möglichkeit der Vorwärmung der Verbrennungsluft durch Wärmeaustausch mit den Abgasen einer Feuerung gegeben sein soll. Als wesentliche Einflußgrößen auf die Geräuschemission solcher technischer Diffusionsflammen sind außer der Brennerbelastung die brenngasspezifischen Eigenschaften wie Heizwert, Flammengeschwindigkeit, adiabate Flammentemperatur und die Luftvorwärmung zu nennen. Auch die Anreicherung der Verbrennungsluft mit Sauerstoff zur Erhöhung der Flammentemperatur hat einen merklichen Einfluß auf die Geräuschemission technischer Diffusionsflammen. Dies ist insbesondere bei Diffusionsflammen mit hoher Reaktionsdichte z.B. in Tunnelbrennern zu berücksichtigen. Die Brenngasumsetzung erfolgt bei dieser Art von Gasbrennern in einem Kanal oder Tunnel mit hochhitzebeständiger keramischer Auskleidung oder auch wassergekühlten metallischen Wänden.

Für den maximal erreichbaren Austrittsimpuls an der Brennermündung ist es Voraussetzung, daß der Ausbrand des Brenngases im Brennerkanal stattfindet. Der hierbei entstehende Lärm setzt sich im wesentlichen aus drei Komponenten zusammen:

I. Geräuschentstehung durch turbulente Strömung

II. Geräusche durch Schwingungen im Brenner

III. Geräuschentstehung durch turbulente Verbrennung

Die Geräuschentstehung durch turbulente Strömung z.B. der ungezündeten Strahlen aus Brenngas und Verbrennungsluft ist gekennzeichnet durch ein breitbandiges kontinuierliches Frequenzspektrum. Es kann nicht durch die Gesetze der akustischen Schwingungen beschrieben werden, die von kleinen Schwankungen der Geschwindigkeit, Druck und Dichte ausgehen.

Die Bestimmungsgleichungen für den durch turbulente Strömung erzeugten Schall sind nicht linear. Nach der Lighthillschen

Theorie [1], die für freie Turbulenz gilt, wird der Schall von akustischen Quadrupolen abgestrahlt. Die Schalleistung ist hierbei für geometrisch ähnliche Strömungsfelder proportional der achten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit. Wird das turbulente Quellgebiet mit festen Wänden umgeben, z.B. bei eingeschlossen brennenden Flammen, so wird sich, wie Curle [2] nachweist, eine Quellverteilung mit Dipol-Charakter einstellen. Die Schalleistung von akustischen Dipolen ist proportional der sechsten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit.

Geräusche, verursacht durch Schwingungen in Brennern und in Brennkammern, zeichnen sich im Geräuschspektrum durch eine oder mehrere schmalbandige Spitzen aus. Die Schwingungsformen können unterschiedlich sein. Es treten sowohl stehende Wellen als auch Helmholtzschwingungen auf. Auch sogenannte Zündschwingungen durch Abheben und Wiederaufsetzen von Flammen infolge ihrer unzureichenden Stabilisierung lassen den Verbrennungsvorgang insgesamt lauter werden.

Der Erzeugungsmechanismus dieser Schwingungen, die größtenteils selbsterregt sind, wurde von Baade [3] mit einem Schwingkreis verglichen, bestehend aus den Komponenten Brenner, Mischeinrichtung, Flamme und Brennraum.

Das Geräusch durch turbulente Verbrennung ist auf die in der Flammenfront zündenden und ausbrennenden Brenngasluft-Gemischzellen zurückzuführen. Diese bilden eine Vielzahl von Einzelschallquellen von Monopol- und Dipol-Charakter, die sich dem ohne Verbrennung vorhandenen Strömungsgeräusch überlagern. Das Verbrennungsgeräusch übertrifft das Geräusch eines Strahls ohne Reaktion um ein Vielfaches.

Für die Vorhersage der Geräuschbelastung durch gasbeheizte Ofenanlagen gibt es bis jetzt keine Berechnungsgrundlagen. Es war deshalb das Ziel dieser Arbeit, die wesentlichen Einflußgrößen auf die Geräuschemission technischer Gasdiffusionsflammen zu untersuchen. Zu den relevanten Einflußgrößen zählen die

Verbrennungsdichte bzw. der Ausbrandverlauf, der durch die konstruktive Gestaltung der Mischeinrichtung und durch die bereits aufgeführten verbrennungsspezifischen Eigenschaften des Brenngases beeinflußt werden kann.

Da eine numerische Rechnung des mit Verbrennungsreaktionen gekoppelten Strömungsfeldes mit dem Ziel, die Verbrennungsdichte und die Verteilung und Größe der zündenden Brenngasluft-Gemischzellen zu beschreiben, um hieraus auf das Verbrennungsgeräusch schließen zu können, derzeit nur mit stark vereinfachenden Annahmen möglich ist, die typische Eigenschaften der Verbrennung, wie starke Temperaturabhängigkeit der Flammengeschwindigkeit oder den vollständigen Reaktionsmechanismus aus ungenügender Kenntnis der Daten nicht berücksichtigen, sollte mittels Dimensionsanalyse und empirischer Verfahren nach einer Näherungslösung für die Berechnung der Geräuschemission gesucht werden.

2. Literaturübersicht

Bei der Geräuschemission von Gasbrennern ist zunächst zu unterscheiden, ob ein breites kontinuierliches Frequenzspektrum vorliegt, das durch die Verbrennung zündfähiger Brenngasluft-Gemischzellen gekennzeichnet ist, oder ob tonhaltige Anteile im Geräusch als Folge von Schwingungen vorhanden sind.

Schwingungen können beabsichtigt sein, um mit erhöhter Turbulenz hohe Reaktionsdichten und guten konvektiven Wärmeübergang des pulsierenden Abgasstroms zu erreichen. Zu solchen Verbrennungseinrichtungen zählen der Reynst-Topf [4], das Schmidt-Rohr [5] und andere Schwingfeuergeräte [6]. Wegen der hohen Geräuschentwicklung und erheblicher Druckamplituden sind Schwingungen jedoch im allgemeinen unerwünschte Begleiterscheinungen der Verbrennung.

Die Ursachen für das Auftreten von Schwingungen können strömungsbedingt sein, wie z.B. in Drallstrahlen der "präzedierende Wirbelkern [7], und sie können durch Ablösungserscheinungen (Kármánnsche Wirbelstraße) hervorgerufen werden, wie sie Gorter [8] an Brennern eines Kraftwerkes beobachtete.

Weit häufiger als diese strömungsbedingten Schwingungen führen selbsterregte Schwingungen infolge instationärer Wärmeentwicklung zu Belästigungen. Es ist zwischen Schwingungen mit niedrigen Frequenzen (pulsierende Verbrennung) und höher frequenten Schwingungen (singende Flamme) zu unterscheiden. Die pulsierende Verbrennung zeichnet eine Wellenlänge aus, die sehr viel größer als die Abmessungen des Brennraumes ist. Die Druckschwingung tritt überall mit gleicher Phase auf. Die zweite Schwingungserscheinung sind stehende akustische Wellen in der Brennkammer oder im Brenner selbst, wenn dieser, wie z.B. ein Tunnelbrenner, ein schwingungsfähiges Gebilde darstellt. Die selbsterregten Schwingungen in Brennern und Feuerungen lassen sich nicht mit Sicherheit ausschließen und müssen deshalb bei der Untersuchung von Brennergeräuschen mitberücksichtigt werden.

2.1 Brennergeräusche durch turbulente Verbrennung

Über experimentelle Ergebnisse an vorgemischten Rohrflammen berichten Smith und Kilham [9]. Sie untersuchten an wasserstoffstabilisierten Laborflammen den Einfluß von Brenneraustrittsgeschwindigkeit v, Brennerdurchmesser d und laminarer Flammengeschwindigkeit Λ_1 auf den Schalldruckpegel und nennen folgende Beziehung

$$L_p \sim v \cdot d \cdot \Lambda_1 \,. \qquad (1)$$

Dies gilt im Fernfeld der Flamme, für das sie einen Abstand von r/d > 30 voraussetzen. Hierin ist r der Meßabstand von der Brennermündung, Bild 1.

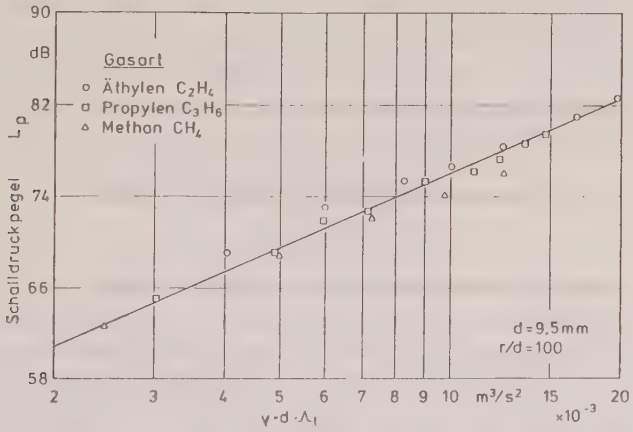

Bild 1: Änderung des Schalldruckpegels vorgemischter Rohrflammen in Abhängigkeit des Produktes aus Brenneraustrittsgeschwindigkeit v, Brennerdurchmesser d und laminarer Flammengeschwindigkeit Λ_1

Sie ordnen die Flamme als Kugelstrahler ein, dessen Intensität mit dem reziproken Wert des Quadrates der Entfernung abnimmt. Aus Gleichung (1) folgt für die Schalleistung bei stöchiometrischer Verbrennung

$$P \sim (v \cdot d \cdot \Lambda_1)^2 \quad . \tag{2}$$

Im Vergleich der Frequenzspektren zeigte sich eine Abhängigkeit der Frequenz mit max. Amplitude vom Brennerdurchmesser. Die zugehörigen Wellenlängen erreichen den 70- bis 100-fachen Brennerdurchmesser.

Von Bragg [10] werden theoretische Überlegungen zum Brennergeräusch vorgemischter Flammen angestellt. Er unterscheidet zwischen zwei Arten von Geräuschen, die mit der Verbrennung verbunden sind. Es sind dies Geräusche durch Schwingungen, die von der Eigenfrequenz des Systems bestimmt werden, z.B. in Raketen-Brennkammern (screaming) und nichtakustische Schwingungen, die infolge der Verzögerungszeit des Brennstoffumsatzes auftreten, z.B. in Flüssigtreibstoffraketen (chugging). Als zweite Geräuschursache nennt er die turbulente Verbrennung, und zwar das Quellgeräusch, das von Monopolen ausgeht und das Turbulenzgeräusch, das durch die Flamme erzeugt wird. Für den thermoakustischen Wirkungsgrad des Quellgeräusches führt seine Analyse zu folgender Aussage

$$\eta \sim \frac{(k - 1)\, n}{4\, \bar{v}} \left(\frac{\Lambda_1}{c}\right) \left(\frac{\bar{v}^2}{H_u}\right) \quad . \tag{3}$$

Mit dem Expansionskoeffizienten k wird die Ausdehnung des Brenngasluft-Gemisches durch die Verbrennung berücksichtigt. Die Flammen-Machzahl Λ_1/c deutet darauf hin, daß der Lärm mit der Reaktionsgeschwindigkeit des Brenngases zunimmt. Die Austrittsgeschwindigkeiten von Brenngas und Luft gehen mit einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$ aus beiden Volumenströmen in die Rechnung ein. Für Kohlenwasserstoffflammen gibt Bragg den thermoakustischen Wirkungsgrad mit 10^{-6} an, ohne ihn jedoch mit experimentellen Ergebnissen zu belegen. Der zuvor genannte Turbulenzlärm wird nicht berücksichtigt, da nach Untersuchungen von Karlowitz [11] die von der Flamme erzeugte Turbulenz kleiner ist als im Strahl ohne Verbrennung.

Die Theorie von Bragg wird von Liard und Jaegle [12] experimentell bestätigt, indem sie optische Beobachtungen mit akustischen Messungen an Vormischflammen korrelieren. Sie stellen charakteristische Frequenzen im Brennergeräusch fest, die mit periodischen Änderungen der Flammenfront übereinstimmen. Ähnlich wie Bragg definieren sie die Flamme als Kugelstrahler, dessen Schalleistung sie aus dem Zustand der Reaktionspartner vor der Verbrennung, dem Zustand der Abgase nach der Reaktion sowie der laminaren Flammengeschwindigkeit ableiten

$$P \sim \dot{V} \cdot \rho_1 \cdot \Lambda_1^2 \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 - 1\right] . \qquad (4)$$

Nicht die Änderung der Flammenabmessungen, sondern die der Strahlungsemission von C_2- und CH-Radikalen messen Hurle et al. [13]. Sie stellen fest, daß die Emissionsrate proportional dem Schalldruck und der Brennerbelastung ist. Die Ursache für die Entstehung des Geräusches sehen sie in einer Vielzahl von Monopolschallquellen in der Verbrennungszone. Für den Schalldruck geben sie folgende Beziehung an

$$p \sim \frac{\rho}{r} (k - 1) \frac{d\dot{V}}{dt} , \qquad (5)$$

worin k den aus Gleichung (3) bekannten Expansionskoeffizienten darstellt.

Von Cummings [14] wird der Einfluß der Turbulenz auf die Schalleistung von Vormischflammen durch ein Turbulenzlängenmaß l_e berücksichtigt, ohne dieses jedoch näher zu beschreiben.

$$P \sim \rho_2^2 \cdot \rho_o^{-1} \cdot \Lambda_1^2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1\right)^2 v_o^2 d_o^4 c^{-1} l_e^{-2} . \qquad (6)$$

Die Geräuschemission eines Tunnelbrenners mit Vormischflamme untersuchten Briffa und Pearson [15]. Sie fanden von der

Belastung unabhängige Frequenzspektren mit einer dominierenden Frequenz, die der Eigenfrequenz des Brenners entsprach und deren Lage von der Belastung ebenfalls unabhängig war. Mit $\lambda/4$-Resonatoren längs des Brennerkanals konnten sie diese Frequenz erfolgreich dämpfen. Hierbei zeigte es sich, daß die Position des Resonators nicht von Bedeutung ist, wie auch aus Untersuchungen von Putnam und Dennis [16] bekannt war, daß aber die wirksame Länge der Resonatoren der örtlichen Schallgeschwindigkeit angepaßt sein muß. Das Brennergeräusch ließ sich mit einem Resonator um 6 dB, in 0,3 m Abstand vom Brenneraustritt gemessen, senken und mit 4 Resonatoren um 10 dB. Der Einfluß des Verhältnisses von Resonator- zu Brennerdurchmesser auf die Geräuschminderung wurde nicht berücksichtigt, sondern mit 1 : 5 konstant beibehalten, während in [16] ein linearer Zusammenhang zwischen Dämpfung der Resonanzfrequenz und dem Resonatorvolumen angegeben wird. Von Smith und Kilham [9] wird ein Verhältnis von 1 : 1 zwischen Resonator- und Brennerdurchmesser empfohlen.

Für das von tonhaltigen Komponenten bereinigte Brennergeräusch wird, in 1 m Abstand zu messen, die folgende Beziehung angegeben

$$L_p = - 55{,}3 + 9{,}7 \lg \Lambda_1 + 27{,}2 \lg Re \; . \qquad (7)$$

Die Reynolds-Zahl wird gebildet unter Berücksichtigung der Strömungsverhältnisse des kalten Gases am Brenneraustritt.

Einen Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und theoretischen Überlegungen an dem Geräusch einfacher vorgemischter Flammen unter Frei-Feld Bedingungen stellen Strahle et al. [17 bis 19] an. Für verschiedene Kohlenwasserstoffe: Propan, Acetylen, Propylen und Äthylen finden sie folgenden Zusammenhang

$$P \sim v_o^{2,67} \, d^{2,81} \, \Lambda_1^{1,83} \, F^{-0,26} \; . \qquad (8)$$

Hierin ist v_o die Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoff-Luftgemisches, d der Brennerdurchmesser und Λ_1 die laminare Flammengeschwindigkeit. Mit F wird das Brennstoff/Luft-Massenstromverhältnis bezeichnet.

In einer anderen Darstellung der experimentellen Ergebnisse geben Strahle et al. den thermoakustischen Wirkungsgrad als Funktion von dimensionslosen Kennzahlen an.

$$\eta \sim M^a \, Re^b \, Da^c \, F^d \tag{9}$$

Für die Exponenten finden sie

$$a = 2{,}68 \qquad b = -\,0{,}09$$
$$c = 0{,}92 \qquad d = -\,1{,}26.$$

Die Damköhler-Zahl Da wird mit der laminaren Flammengeschwindigkeit gebildet

$$Da = \Lambda_1^{\,2} \, d \,/\, a \cdot v$$

und berücksichtigt charakteristische Zeitmaßstäbe von Strömung bzw. Flammenausbreitung und Relaxion, d.h. die zeitliche Verzögerung bis zur Einstellung des Gleichgewichtszustandes unter dem wesentlichen Einfluß der Temperaturleitfähigkeit.

In Anwendung seiner theoretischen Ansätze auf Diffusionsflammen kommt Strahle in [20] zu dem Ergebnis, daß der Einfluß der laminaren Flammengeschwindigkeit hier weit größer ist als bei Vormischflammen. Dies wird in Gleichung (10) mit dem Exponenten für die Flammengeschwindigkeit berücksichtigt

$$P \sim \left(1 - \frac{\varrho_2}{\varrho_1}\right)^2 \cdot F^{-2} \cdot l_e^{\,2} \cdot d^2 \cdot \frac{v'}{v_o} \cdot \Lambda_1^{\,4} \cdot v_o^{\,2} \, \frac{\varrho_1}{a_o^2 \cdot c_o} \tag{10}$$

Demnach ändert sich die Schalleistung mit dem Quadrat der Brennerbelastung bzw. mit der Austrittsgeschwindigkeit des Brenngases v_o, wenn, wie hier vorausgesetzt, das Turbulenzlängenmaß l_e nur vom Brennerdurchmesser abhängig ist.

Seiner Meinung nach ist eine Reduzierung des Flammengeräusches im wesentlichen über eine Verringerung der laminaren Flammengeschwindigkeit erreichbar.

Von Bertrand und Michelfelder [21] wurde die Geräuschemission an drei großen Diffusionsflammen unter Frei-Feld-Bedingungen und in einer Brennkammer untersucht und die Ergebnisse miteinander verglichen. Zwischen Schalleistung, der Brennerbelastung und dem Brennerdurchmesser finden sie folgenden empirischen Zusammenhang

$$P \sim \dot{Q}^{2,8} \cdot d^{5,6} . \qquad (11)$$

Die Messungen in der Brennkammer ergaben, daß Eigenfrequenzen der Brennkammer angeregt wurden. Nach außen dämmten und dämpften die Brennkammerwände die Geräusche um ca. 20 dB. Die Verbrennung mit Drall und die Vorwärmung der Verbrennungsluft verstärkten das Brennergeräusch bis zu 11 dB.

Umfangreiche Arbeiten über die Geräusche in industriellen Feuerungen liegen von Putnam et al. vor. Sie umfassen selbsterregte Schwingungen ("combustion-driven oscillations"), Geräusche verursacht durch turbulente Verbrennung ("combustion roar") und "superturbulent combustion noise", womit ein bei einzelnen Brennern beobachtetes starkes Ansteigen des Brennergeräusches an der oberen Belastungsgrenze bezeichnet wird. Soweit sich Putnams Arbeiten mit den Verbrennungsgeräuschen befassen, werden sie an dieser Stelle behandelt [22 bis 25].

In Anlehnung an die Arbeit von Bragg, aber mit einem zusätzlichen Term, der den Turbulenzgrad in der Strömung des Brennstoff-Luft-Gemisches berücksichtigt, geben Putnam et al. für den thermoakustischen Wirkungsgrad folgende Abhängigkeit an

$$\eta \sim (\kappa - 1)\,(k - 1)\,\left(\frac{\Lambda_1}{c}\right)\left(\frac{v}{c}\right)^2 . \qquad (12)$$

Die Untersuchungsergebnisse an Industrie-Gasbrennern mit Vormisch- und Diffusionsflammen zeigen, daß die Schalleistung mit der dritten Potenz der Brennerbelastung zunimmt, $P \sim \dot{Q}^3$.

Von Günther und Pauls [26] wurden in Diffusionsflammen mit einer Mikrophonsonde Druckschwankungen gemessen. Die Längsverteilungen auf der Flammenachse lassen sich ähnlich darstellen wie die Impulsverteilungen im Freistrahl. Eine Beziehung zwischen Verbrennungsgeräusch im Fernfeld der Flamme und Druckschwankungen in der Flamme konnte nicht festgestellt werden.

Die Anwendung der Erkenntnisse aus den hier genannten Arbeiten auf Industriegasbrenner ergab keine ausreichende Übereinstimmung mit gemessenen Geräuschemissionswerten [27], Bild 2.

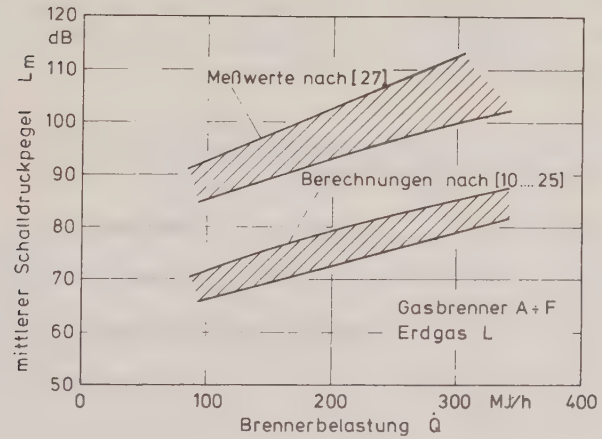

Bild 2: Änderung des Schalldruckpegels in Abhängigkeit von der Brennerbelastung

Es wurden deshalb weitere Untersuchungen mit Industriegasbrennern angestellt, die den Einfluß der Brennerbelastung und des Brennerdurchmessers auf die Geräuschemission erkennen ließen,

aber auch die Auswirkungen von Stabilisierungsmaßnahmen der Verbrennung auf die Geräuschminderung zeigten [28, 29, 30]. Für Brennerbelastungen bis 400 MJ/h ergab sich eine Steigerung der Schalleistung um 5 dB pro 100 MJ/h. In früheren Untersuchungen ist auch ein erheblicher Einfluß der Brenngaszusammensetzung und der Luftvorwärmung auf die Geräuschemission deutlich geworden [31]. Die Geräuschemission wurde vor allem durch Schwingungen im Bereich der Eigenfrequenz der Brenner wesentlich verstärkt. Auf die Ursachen der Brennerschwingungen wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

2.2 Schwingungen in Brennern und Brennkammern

Voraussetzung für das Auftreten von selbsterregten Schwingungen durch Wärmeentwicklung ist nach dem Rayleigh-Kriterium [32] eine bestimmte Phasenlage zwischen Schalldruck und Wärmezufuhr. Das Rayleigh-Kriterium in der von Putnam und Dennis [16] gewählten Formulierung besagt,

$$\int_0^T q(t) \cdot p(t) \cdot dt > 0 \qquad (13)$$

daß eine maximale Anregung möglich ist, wenn der Schalldruck p und der oszillierende Anteil der Wärmeentwicklung q in Phase schwingen, Bild 3. Das Integral in Gleichung (13) nimmt hier seinen maximalen Wert an. Für eine Phasenverschiebung von $\tau = \pm 1/4\ T$ ist keine Anregung mehr möglich. Die kritischen Phasenlagen für die Wärmeentwicklung sind mit q_1 und q_2 eingetragen. Im schraffierten Bereich können Schwingungen auftreten. Das Rayleigh-Kriterium ist eine Voraussetzung und nicht eine Bedingung für das Auftreten selbsterregter Schwingungen. Dies ist auch von der Dämpfung des Systems abhängig. Je nach Verhältnis von zugeführter Energie und Energie, die durch Dämpfung verlorengeht, kann die Schwingung an- oder abschwellen oder mit konstanter Amplitude verlaufen. Die Aussagen von

Rayleigh gehen zurück auf Beobachtungen von Higgins [33], der im Jahre 1777 über die "singende Flamme" berichtete. Eine in einem offenen Rohr brennende Wasserstoffdiffusionsflamme erzeugt an bestimmten Positionen im Rohr einen Ton, der sich mit der Rohrlänge in seiner Frequenz ändert.

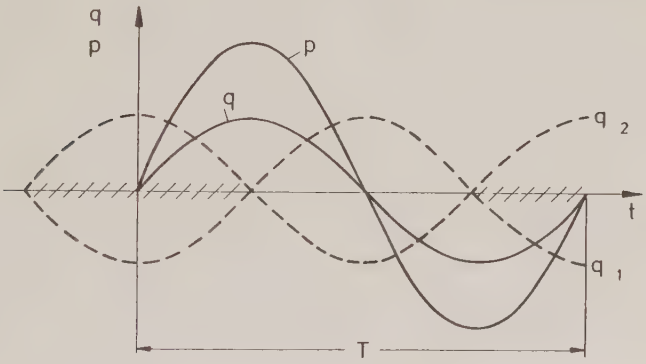

Bild 3: Phasenlagen für das Auftreten selbsterregter Schwingungen nach den Rayleigh-Kriterium [43]

Von Putnam [34] wird darauf hingewiesen, daß sich das Rayleigh-Kriterium auch auf andere Schwingungserscheinungen anwenden läßt, und er nennt in diesem Zusammenhang z.B. Heizungssysteme, die als Helmholtz-Resonator wirken. Helmholtz-Schwingungen sind ein häufig auftretendes Problem in Feuerungsanlagen, in denen Kessel und Abgasschornstein einen entsprechenden Resonator bilden können. Eine umfangreiche Literaturübersicht über Schwingungen als Folge von Verbrennungsvorgängen wird von Fritsch [35] gegeben, der sich auch in eigenen Arbeiten [36] mit den Stabilitätsproblemen solcher öl- und gasbeheizter Anlagen befaßt hat.

Das Verhalten von Feuerungen ist besonders beim Anfahren kritisch, wenn der Anfahrstoß durch Zünden der Brenner zu hohen Druckamplituden führt. Das Anfahrverhalten von Brennern haben Schmillen und Pischinger untersucht [37]. Sie geben auch ein Verfahren an, den Anfahrstoß zu berechnen.

Die in Tunnelbrennern beobachteten Schwingungen lassen sich als stehende Wellen im Brennerstein nachweisen. Die gleichen Erscheinungen treten z.B. auch in Dampferzeugern und in Winderhitzern auf [38, 39, 40]. Die Amplituden der Druckschwingungen erreichen mehr als 100 mbar. Dies kann dazu führen, daß Anlagen nur begrenzt einsatzfähig sind oder somit beschädigt werden. Für die Anwendung des Rayleigh-Kriteriums besteht hier die Schwierigkeit, Aussagen über die Wärmeentwicklung q zu treffen. Von Rayleigh und anderen Autoren wird angenommen, daß Wärmeschwingung und Schallquelle miteinander in Beziehung stehen. Phasengleichheit ist in technischen Systemen nicht anzutreffen, da vom Austritt des Brenngasluft-Gemisches bis zur Reaktion und Wärmeentwicklung eir Zeitverzug eintritt. Das Verzugszeitkonzept von Putnam [41] an Vormischflammen berücksichtigt die Strömungsverhältnisse und die Flammengeschwindigkeit des Brenngases. Von Crocco [42] wird ein Proportionalitätsansatz eingeführt, der die Beeinflussung des Brennstoffumsatzes in Abhängigkeit von der zeitlichen Druckänderung bringt. Er bezeichnet den Proportionalitätskoeffizienten als "interaction index".

Schimmer [43] untersucht den Zusammenhang zwischen Schalldruck und -schnelle mit dem Energieumsatz an einer quasi eindimensionalen flach brennenden Flamme. Er nennt den Schallausschlag als entscheidende akustische Größe und definiert ein induktives Verhalten des Brenners, wenn der Schallausschlag mit dem Schalldruck in Phase ist und ein kapazitives Verhalten, wenn Schallausschlag und Schalldruck gegenphasig schwingen. Das Rayleigh-Kriterium ist nach dieser Definition erfüllt, wenn induktives Verhalten am Brenner vorliegt.

Eine andere Möglichkeit, das Verbrennungssystem Brenner, Flamme und Brennkammer auf selbsterregte Schwingungen zu untersuchen, besteht darin, es als Regelkreis zu betrachten, in dem die Flamme über den Rückkoppelungsmechanismus von Brennkammer und Brenner moduliert wird [44]. Auf dieses von Baade [45] vorgeschlagene Verfahren lassen sich die Stabilitätskriterien der Regelungstechnik anwenden, wie z.B. das Nyquist-Kriterium, wenn die Übertragungsfunktionen der Regelkreiselemente bekannt sind. Für einen Tunnelbrenner mit Diffusionsflamme läßt sich der Schwingkreis entsprechend Bild 4 in die Elemente Brenngas- und Luftzuführung, Flamme und Brennraum aufteilen. Eine periodische Druckänderung in der Brenngas- oder Luftleitung oder in beiden Leitungen zum Brenner p_G bzw. p_L bewirkt eine Wechselgeschwindigkeit oder Schallschnelle v_G bzw. v_L an der Mischeinrichtung. Die schwingende Komponente der Reaktionspartner beeinflußt den Brenngasumsatz in der Flamme und führt zu einer Wechselgeschwindigkeit des Abgases v_A. Auf die Wechselkomponente des Abgases v_A reagiert der Brennerkanal als Resonator mit einem Schalldruck p_A, der sich den anfangs

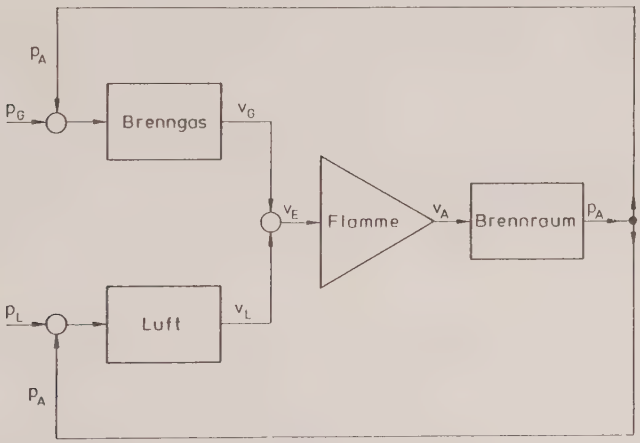

Bild 4: Regelkreis für selbsterregte Schwingungen in einem Tunnelbrenner mit Diffusionsflamme

angenommenen periodischen Druckänderungen p_G und p_L überlagert. Das Übertragungsverhalten der Mischeinrichtung und der Leitungen wird im Regelkreis durch den Quotienten der komplexen Größen v_G/p_G und v_L/p_L gebildet. Dies entspricht im akustischen Modell der reziproken akustischen Impedanz des Brenners. Die akustische Impedanz des Brennraumes ist das Verhältnis aus p_A/v_A, und die Flamme hat den Übertragungsfaktor v_A/v_E. Die Impedanzen der Mischeinrichtung und des Brennraumes lassen sich mit akustischen Messungen bestimmen.

Von Fritsch [36] werden hierzu Beispiele angegeben, die sich auf den speziellen Fall von Helmholtz-Schwingungen beziehen. Neumann [46] leitet aus dem Nyquistschen Stabilitätstheorem und der Schallimpedanz des Resonators eine Bedingung für die Schallimpedanz der Mischeinrichtung einer Winderhitzeranlage ab, bei der es nicht zu Schwingungen kommt.

Über die dynamische Funktion der Flamme sind die wenigsten Informationen vorhanden. Die Flamme wird moduliert durch die zeitliche Änderung der Brenngas- und Luftvolumenströme, die druckabhängige Flammengeschwindigkeit und durch die Änderung der Rückströmungsverhältnisse und damit der turbulenten Austauschgröße, die wiederum Einfluß auf den Ausbrand ausüben. Für Tunnelbrenner mit Diffusionsflamme sind die Verhältnisse noch komplizierter, da die Mündungsimpedanzen für Brenngas und Verbrennungsluft verschieden sein können und sich die Phasenlage der Volumenströme und damit auch die Luftzahl zeitlich ändert.

Die theoretischen Überlegungen gehen davon aus, daß das Übertragungsverhalten von Flammen durch ein Totzeitglied bestimmt wird. Eine konstante Totzeit verwenden z.B. Crocco [42], Putnam [34] und Neumann [47]. Von Becker [48] wird das Übertragungsverhalten von Vormischflammen bei Helmholz-Schwingungen untersucht. Aus versuchstechnischen Gründen bis zu Frequenzen von 60 Hz. Er geht von einem Konzept der verteilten Totzeit aus, das auf der Flammenachse sein Maximum hat und am

Flammenrand gegen Null geht. Lenz [49] verwendet ein Totzeitglied und ein Verzögerungsglied 2. Ordnung. Dies führt zu einer guten Übereinstimmung von Theorie und Versuchen bis 500 Hz. Die Totzeit ist hierbei umgekehrt proportional der Düsenaustrittsgeschwindigkeit angenommen und bei kleinen Düsendurchmessern geringer als bei großen.

Von Hatami [50] wird der Ansatz von Becker auf eingeschlossen brennende Diffusionsflammen angewendet und das Totzeitverhalten mit einem verteilten Verweilzeitverhalten angenommen, mit der maximalen Verweilzeit auf der Flammenachse.

Die Auswertung der Literatur zeigt, daß bisher überwiegend Vormischflammen auf ihre Geräuschemission hin untersucht worden sind und sich hier wie auch bei den Diffusionsflammen die Ergebnisse vor allem auf Laborflammen beziehen. Eine Gegenüberstellung mit Geräuschmessungen an Industriegasbrennern zeigt [27], daß sich die Ergebnisse nicht ohne weiteres übertragen lassen. Auch berücksichtigen die bisherigen Untersuchungen nicht den Einfluß der Luftvorwärmung und der Rückströmungsverhältnisse in der Flammenzone, die wesentlich den Ausbrandverlauf und auch die Geräuschemission mitbestimmen.

In dieser Arbeit finden die genannten Einflüsse besondere Berücksichtigung einschließlich der tonalen Komponenten des Brennergeräusches, die als Folge von Brennerschwingungen in Industriegasbrennern auftreten können.

3. Theoretische Grundlagen

Der Geräuschentstehung durch turbulente Verbrennung liegt die Modellvorstellung zugrunde, daß die von zündenden Brennstoff-Luftgemischballen ausgehenden Druckwellen, die in der Flamme stochastisch verteilt sind, sich überlagern und einen Teil ihrer Energie als Schallenergie an die Umgebung abgeben. Die Auswirkung des Brennergeräusches auf das Fernfeld bei Annahme unterschiedlicher Schallquellenformen wird in diesem Abschnitt behandelt.

Auf die zu beobachtenden stehenden Wellen in den Brennern wird die Theorie ebener Wellen angewendet, unter Berücksichtigung der akustischen Eigenschaften des Brennraumes und der Strömungsverhältnisse.

3.1 Wellengleichungen

Die in Tunnelbrennern auftretenden stehenden Wellen lassen sich mit der Theorie der ebenen Wellen, der Leitungstheorie, beschreiben. Die Annahme ebener Wellen ist unter der Voraussetzung zulässig, daß der Durchmesser des schallharten Brennraumes klein gegenüber der Wellenlänge des Schalls ist [51]. Dies trifft auf die untersuchten Brenner zu.

Für kleine Dämpfung im Rohr läßt sich die spez. Schallimpedanz Z_s nach [52] bestimmen

$$\underline{Z}_s = \rho \, c \, \sqrt{1 - \frac{iR}{\omega\rho}} \tag{14}$$

$$\frac{R}{\omega\rho} = \frac{32 \cdot \eta}{(2r)^2 \, \omega\rho} \, . \tag{15}$$

In den vorliegenden Versuchen war

$$\frac{R}{\omega\rho} < 10^{-3}$$

und damit die spez. Schallimpedanz annähernd gleich dem Wellenwiderstand der ungedämpften, ebenen Welle. Die weiteren Betrachtungen von stehenden Wellen berücksichtigen deshalb die Dämpfung im Brennraum nicht mehr.

Für die stehenden Wellen in den hier betrachteten Tunnelbrennern kann die Austrittsöffnung als schallweich und die Seite mit der Brenngas- und Luftzuführung als schallhart angegeben werden.

Im Fall des schallharten Rohrabschlusses gilt in der Ebene $x = 0$ die Randbedingung $\underline{\hat{v}}_o = 0$. Wird der Koordinatenursprung in den Brenneraustritt gelegt und die Achse mit l bezeichnet, so folgt aus den Leitungsgleichungen am Rohrende mit $l = 0$

$$\underline{p}_l = \underline{\hat{p}}_o \cosh (ikl)\, e^{i\omega t} \tag{16}$$

$$\underline{v}_l = \frac{\underline{\hat{p}}_o}{Z_o} \sinh (ikl)\, e^{i\omega t} . \tag{17}$$

Die akustische Impedanz $\underline{Z}_l$ des schallhart abgeschlossenen Rohres ist der Quotient aus Schalldruck und Schallfluß, worin der Schallfluß das Produkt aus Querschnittsfläche A und Schallschnelle ist

$$\underline{Z}_l = \frac{\underline{p}_l}{A \cdot \underline{v}_l} = \frac{Z_o}{A} \coth (ikl) . \tag{18}$$

Die Randbedingungen für ein Rohr mit schallweichem Ende setzen voraus, daß am Brenneraustritt ($l = 0$) der Schalldruck $\underline{p} = 0$ ist. Die Leitungsgleichungen ergeben in diesem Fall

$$\underline{p}_l = Z_o\, \underline{\hat{v}}_o \sinh (ikl)\, e^{i\omega t} \tag{19}$$

$$\underline{v}_l = \underline{\hat{v}}_o \cosh (ikl)\, e^{i\omega t} . \tag{20}$$

Die akustische Impedanz folgt hieraus mit

$$\underline{Z}_k = \frac{p_1}{A\,\underline{v}_1} = \frac{Z_o}{A} \tan h\,(ikl) \; . \qquad (21)$$

Diese Gleichung läßt sich auch in folgender Form schreiben

$$\underline{Z}_k = i\,\frac{Z_o}{A} \tan\,(kl) \; . \qquad (22)$$

Daraus folgt, daß die akustische Impedanz des offenen Rohres für Rohrlängen von $\frac{\lambda}{4}$, $\frac{3}{4}\,\lambda$ ... unendlich groß wird.

Auf den Tunnelbrenner bezogen bedeutet dies, daß die Eingangsimpedanz in der Brenngas- und Luftzuführung groß zu wählen ist, um mit einem hohen dynamischen Scheinwiderstand einer Wechselströmung entgegenzuwirken. Auch Leitungsresonatoren, sog. $\lambda/4$-Resonatoren, haben diese Wirkung. Über die möglichen Anordnungen im Brennraum und in den Zuleitungen zum Brenner gibt Schimmer [53] einige Beispiele.

Die akustischen Verluste durch Abstrahlung bei der Reflexion am offenen Brenneraustritt werden mit dem Reflexionsfaktor R angegeben. Der Reflexionsfaktor ist das Verhältnis der Amplituden der reflektierten zu der einfallenden Welle an der Stelle $l = 0$

$$R = \frac{\hat{p}_r}{\hat{p}_1} \; . \qquad (23)$$

Ist an der Grenzfläche die Impedanz

$$\underline{Z}_w = \frac{\hat{p}_o}{\underline{v}_o} \; , \qquad (24)$$

so läßt sich der Reflexionsfaktor auch angeben als

$$R = \frac{\hat{p}_o - \underline{Z}_s \hat{v}_o}{\hat{p}_o + \underline{Z}_s \hat{v}_o} = \frac{\underline{Z}_w - \underline{Z}_s}{\underline{Z}_w + \underline{Z}_s} \quad . \tag{25}$$

Für eine schallharte Wand ist die Wandimpedanz $\underline{Z}_w$ sehr groß gegen den Wellenwiderstand $\underline{Z}_s$, der Reflexionsfaktor hat den Wert 1. Ist die Wandimpedanz sehr klein wie im Fall der schallweichen Wand, so wird R = - 1. In Bild 5 ist der Reflexionsfaktor einer freien Rohrmündung nach Ergebnissen von Levine et al. [54] aufgetragen. Der Reflexionsfaktor ist absolut genommen proportional der Frequenz bzw.

$$|R| \sim f \sim St \tag{26}$$

der Strouhal-Zahl. Auf die untersuchten Brenner trifft danach ein Reflexionsfaktor von R = 1 zu, so daß Verluste im Frequenzbereich der selbsterregten Schwingungen vernachlässigbar sind. Diese Annahme bezieht sich auf ruhende Luft. Die akustischen Eigenschaften der Austrittsöffnung mit der überlagerten Abgasströmung werden im Anschluß behandelt.

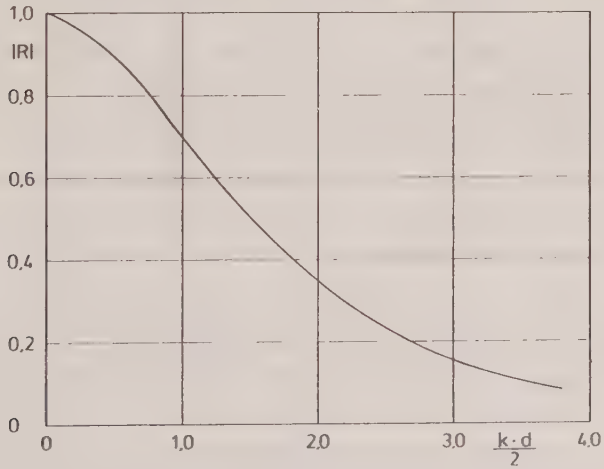

Bild 5: Reflexionsfaktor einer freien Rohrmündung in Abhängigkeit von Wellenzahl und Rohrdurchmesser [54]

Am offenen Rohrende ist zudem noch eine Korrektur der Wellenlänge erforderlich, mit der berücksichtigt wird, daß der Schalldruck p_a in Bild 6 außerhalb des Brenners reflektiert wird. Der Korrekturwert ist nach [54] frequenzabhängig, Bild 7. Der hier interessierende Frequenzbereich bis 800 Hz und die Brennraumabmessungen lassen es zu, einen konstanten Korrekturwert von $\frac{2e}{d} = 0{,}65$ einzusetzen.

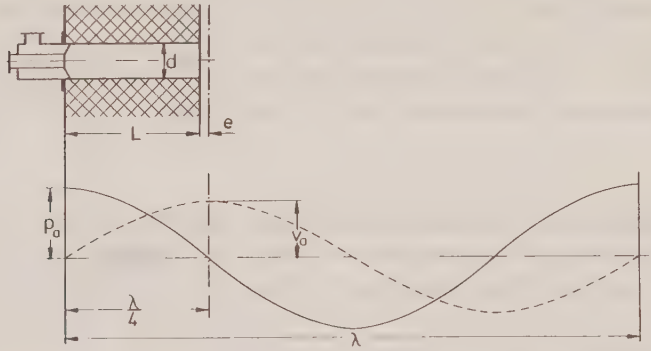

Bild 6: Berücksichtigung der Korrektur e des offenen Rohrendes für die Bestimmung der Wellenlänge

In der vorausgegangenen Behandlung der stehenden Wellen wurde davon ausgegangen, daß sich die Wellen in einem ruhenden Medium ausbreiten. Während des Betriebes der Brenner wird der Schallschnelle die Geschwindigkeit des Abgasstroms überlagert. Unter Vernachlässigung der Wandreibung folgt hieraus für die Wellenzahl bei Schallausbreitung in Strömungsrichtung

$$k_1 = \frac{k_o}{1 + M} \tag{27}$$

und für die Schallausbreitung gegen die Strömung

$$k_2 = \frac{k_o}{1 - M} \,. \tag{28}$$

Hierin ist M die Machzahl, gebildet aus der Strömungsgeschwindigkeit v und der Schallgeschwindigkeit c des Abgases und k_o ist die Wellenzahl ohne Strömung. Unter Berücksichtigung der Reflexion gilt damit für den Schalldruck

$$p = \hat{p} \left(e^{ik_1 x} + |R| \, e^{ik_2 x} \right) e^{i\omega t} \quad . \tag{29}$$

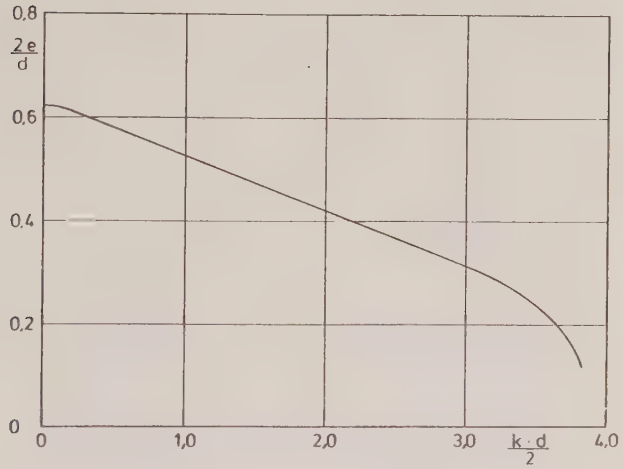

Bild 7: Korrekturterm für die Wellenlänge des offenen Rohrendes in Abhängigkeit von Wellenzahl und Rohrdurchmesser [54]

Der Reflexionsfaktor ändert sich erheblich gegenüber ruhender Luft [55]. In Bild 8 ist der Reflexionsfaktor für einen Rohrdurchmesser von 8,5 cm für verschiedene Mach-Zahlen aufgetragen. Der untere Kurvenzug für M = O stellt den Wert ohne Strömung dar. Für Mach-Zahlen > O erreicht der Reflexionsfaktor Werte weit über 100 %. Als Ursache wird von Neumann [51] eine Wirbelwelle angegeben, die von der Schallschnelle an der Öffnung ausgeht. Der Knotenabstand der stehenden Welle wird kleiner und entsprechend die Frequenz f_s höher

$$f_s = \frac{f_o}{1 - M^2} \quad . \tag{30}$$

Dieser Zusammenhang ist zu berücksichtigen, wenn z.B. die mittlere Schallgeschwindigkeit des Abgases indirekt aus der Frequenzmessung bestimmt werden soll.

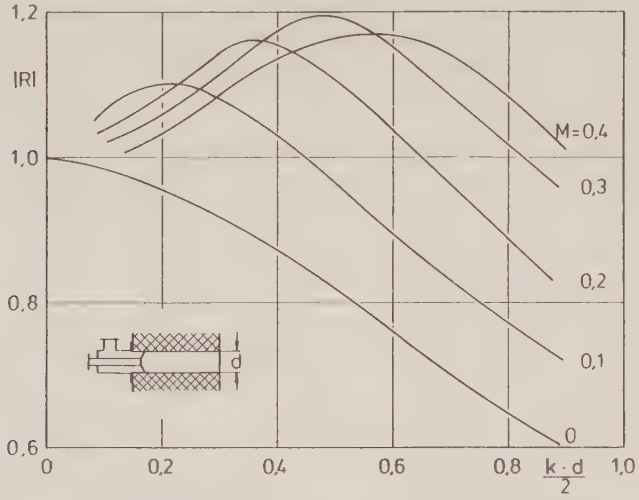

Bild 8: Reflexionsfaktor einer freien Rohrmündung für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten [51]

3.2 Schallquellen in turbulenten Diffusionsflammen

Das Brennergeräusch setzt sich zusammen aus tonalen Komponenten im Fall stehender Wellen, aus dem Strömungsgeräusch durch die Strahlvermischung des Abgasstrahls mit dem umgebenden Medium und aus dem Verbrennungsgeräusch, dessen Ursache eine Vielzahl zündfähiger Brenngasluft-Gemischzellen ist, die miteinander reagieren und zu Schub- und Massenstromschwankungen führen.

Die Schallquellenart, ihre Richtcharakteristik und ihre Verteilung bestimmen die Schallfeld- bzw. die Schallenergiegrößen.

Die Schallquellenarten, die im Brennergeräusch dominieren, sind der Monopol und der Dipol, weniger der Quadrupol.

Unter einem Monopolstrahler kann eine radial pulsierende Kugel angesehen werden, die in alle Richtungen Schall abstrahlt, Bild 9. Monopollärm wird demnach durch Volumen- bzw. Massenstromschwankungen bewirkt.

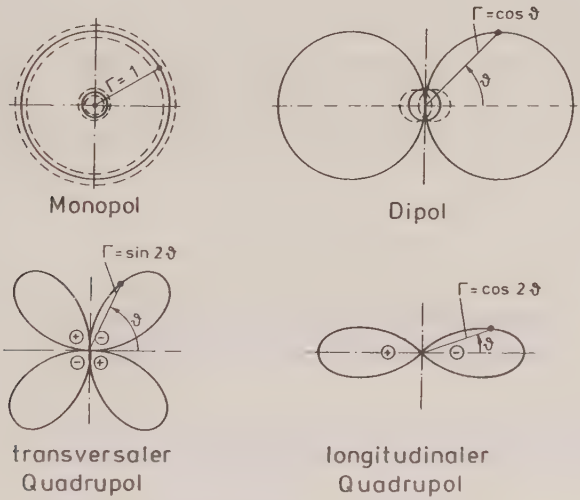

Bild 9: Richtcharakteristik elementarer Schallstrahler

Der Dipolstrahler kann durch zwei Kugelstrahler beschrieben werden, die in geringem Abstand in Gegenphase zueinander schwingen. In der Symmetrieachse folgt hieraus eine Auslöschung der gegenphasigen Schalldruckanteile. Die Abstrahlungscharakteristik ist, wie in Bild 9 dargestellt, achtförmig. Dipolquellen verursachen keine Volumen- oder Massenstromänderungen, sondern Schubschwankungen. Als weitere relevante Schallquelle ist der Quadrupolstrahler zu berücksichtigen. Er läßt sich mit zwei Dipolen realisieren, die im Fall des transversalen Quadrupols dicht nebeneinander stehen und mit gleicher Amplitude, aber in Gegenphase zueinander schwingen. In

beiden Symmetrieebenen erfolgt die Auslöschung der gegenphasigen Schalldruckanteile. Da jeder Dipol sich mit zwei Monopolen darstellen läßt, ergeben 4 Monopole einen Quadrupol mit den Phasenwinkeln 0° für (+) und 180° für (-).

Der longitudinale Quadrupol läßt sich durch vier Monopolstrahler, die auf einer Linie liegen, beschreiben. Das Geräusch turbulenter Freistrahlen hat Quadrupolcharakter, wie Lighthill [1] nachwies.

Für die Berechnung der Schalleistung von Gasbrennern sind die Schallintensitäten erforderlich. Die Schalleistung im Fernfeld einer Schallquelle mit der Oberfläche S ergibt sich zu

$$P = \int_S \overline{\underset{\sim}{p} \cdot v_n} \, dS \, . \tag{31}$$

Das Produkt $\overline{\underset{\sim}{p} \cdot v_n}$ läßt sich durch die Schallintensität des jeweiligen Strahlertyps ersetzen, mit J_M, J_D oder J_Q. Die Ableitung der Schallintensitäten befindet sich im Anhang.

Auf einer kugelförmigen Oberfläche mit dem Abstand x_i von dem Mittelpunkt der Quelle folgt aus Gleichung [31]

$$P \sim |x_i|^2 \, J \, . \tag{32}$$

Für die Schalleistung des gesamten turbulenten schallerzeugenden Gebietes sind die Intensitäten der einzelnen Turbulenzballen aufzusummieren. Hierzu ist eine Dimensionsbetrachtung erforderlich.

Ein dem Turbulenzgebiet zugeordnetes Volumen V , eine Fläche A oder Länge L kann durch einen charakteristischen Längenmaßstab L ausgedrückt werden:

$$V \sim L^3; \; A \sim L^2 \tag{33}$$

Ist die dominierende Frequenz abhängig von einer typischen Geschwindigkeit U

$$f \sim \frac{U}{L} , \tag{34}$$

so folgt für eine gegebene Frequenz

$$\frac{L}{\lambda} \sim \frac{U}{\lambda \cdot f} = \frac{U}{c_o} . \tag{35}$$

Mit der Gleichung für die Schallintensität für den Monopol läßt sich jetzt die Schalleistung schreiben als

$$P_M \sim \frac{1}{\rho_o c_o} \left(\frac{\partial_\rho v_n}{\partial t} \right)^2 A^2 . \tag{36}$$

Da

$$v_n \sim U \text{ bzw. } \rho v_n \sim \rho_o \cdot U \tag{37}$$

und die zeitliche Ableitung $\partial/\partial t$ durch eine typische Wellenfrequenz ersetzt werden kann, läßt sich Gleichung (36) auch schreiben

$$P_M \sim \frac{1}{\rho_o c_o} \left(\frac{U}{L}\right)^2 (\rho_o U)^2 (L^2)^2$$

oder

$$P_M \sim \frac{\rho_o L^2 U^2}{c_o} = \rho_o L^2 U^3 \left(\frac{U}{c_o}\right) . \tag{38}$$

Für den Dipol-Strahler ist die Schalleistung

$$P_D \sim \frac{1}{\rho_o c_o^3} \overline{\frac{\partial P \partial P}{\partial t \partial t}} A^2 . \tag{39}$$

Mit der Annahme, daß

$$P \sim \rho_o U^2 , \tag{40}$$

führt Gleichung (39) zu

$$P_D \sim \frac{1}{\rho_o c_o^3} \left(\frac{U}{L}\right)^2 \left(\rho_o U^2\right)^2 \left(L^2\right)^2$$

$$P_D \sim \frac{\rho_o L^2 U^6}{c_o^3} = \rho_o L^2 U^3 \left(\frac{U}{c_o}\right)^3 . \qquad (41)$$

Die Schalleistung für den Quadrupol ist proportional

$$P_Q \sim \frac{1}{\rho_o c_o^5} \overline{\left(\frac{\partial^2 T}{\partial t}\right)^2} V^2 , \qquad (42)$$

und mit $T \sim \rho_o U^2$ wird

$$P_Q \sim \frac{\rho_o L^2 U^8}{c_o^5} = \rho_o L^2 U^3 \left(\frac{U}{c_o}\right)^5 . \qquad (43)$$

Die Monopol- und Dipolstrahler sind intensivere Strahler als der Quadrupolstrahler, wie ein Vergleich der Schalleistungen zeigt.
Bezogen auf den Energiestrom

$$\dot{E} = \frac{\dot{m}}{2} U^2 \sim \rho_o \dot{V}_o U^2 \sim \rho_o L^2 U^3 \qquad (44)$$

folgt für den akustischen Wirkungsgrad des Monopolstrahlers

$$\eta_M \sim \frac{\rho_o L^2 U^3 \left(\frac{U}{c_o}\right)}{\rho_o L^2 U^3} = \left(\frac{U}{c_o}\right) = M \qquad (45)$$

und entsprechend für den Dipol- und Quadrupolstrahler

$$\eta_D \sim \left(\frac{U}{c_o}\right)^3 \; ; \quad \eta_Q \sim \left(\frac{U}{c_o}\right)^5 \; . \tag{46}$$

Da in dieser Betrachtung $M < 1$ ist, folgt hieraus, daß die Effizienz der Quadrupolstrahlung wesentlich geringer ist als die der Monopolstrahlung und auch die der Dipolstrahlung.

Die frei brennende Flamme ist zu den Geräuschquellen mit Monopolcharakter zu rechnen.

Bei den hier betrachteten Brennern erfolgt die Brenngasumsetzung zu etwa 95 % in einem fest umrandeten Gebiet, dem Brennerkanal, und nur der Rest kann außerhalb des Brenners als Monopol wirken. Diese Brenner werden deshalb in der weiteren Betrachtung als Dipolstrahler behandelt.

4. Versuchsaufbau für die Geräuschmessungen

Das Brennergeräusch wurde, um auch die Richtcharakteristik der Geräuschabstrahlung zu erfassen, im reflexionsarmen Raum untersucht. Die Brenner wurden hierzu auf eine Freistrahlversuchsanlage montiert und das Abgas über eine Abgashaube abgeleitet. Da eine Wechselwirkung vom geschlossenen Ofenraum auf das Brennergeräusch zu erwarten war, wurden auch Untersuchungen an einem Industrieofen vorgesehen. Über diese Versuchsanlage wird in Abschnitt 4.5 berichtet.

4.1 Prüfstand für frei brennende Flammen

Die Freistrahlversuchsanlage besteht im wesentlichen aus dem Ständer für die Brenner, einem Windschirm für die Flamme, einem Koordinatengerät zum Verfahren der Sonden für die wärmetechnischen und akustischen Messungen und der Brenngas- und Verbrennungsluftversorgung mit Mengenmeßeinrichtungen, Bild 10. Die Abgase wurden über eine schallgedämpfte Abgashaube abgeleitet. Die Zündung und Überwachung der Brenner erfolgte extern über einen Zündbrenner. Bis zur Einstellung der vorgegebenen Brennerbelastung fungierte der Zündbrenner als Stützbrenner. Für die Geräuschmessungen konnte auf eine Hauptflammenüberwachung mit UV-Empfänger umgeschaltet und der Zündbrenner abgestellt werden.

Die Luftversorgung wurde je nach erforderlicher Luftmenge und Vordruck am Brenner einem Radial- oder Drehkolbengebläse bzw. Gasflaschen entnommen. Als Brenngase waren Erdgase der Gruppe L und H vorgesehen. Darüber hinaus konnten in einer Gasmischeinrichtung beliebige Brenngasgemische hergestellt werden.

4.2 Versuchsbrenner

Die Vielfalt an Ausführungen technischer Diffusionsflammen ist durch die technischen Möglichkeiten der Zusammenführung von

Brenngas und Verbrennungsluft gegeben. Es sind jedoch mehrere Merkmale vorhanden, um hier eine gewisse Klassierung vornehmen zu können:

I. nach dem Mischprinzip von Brenngas und Verbrennungsluft
und
II. nach dem Stabilisierungsprinzip der Brennerflamme.

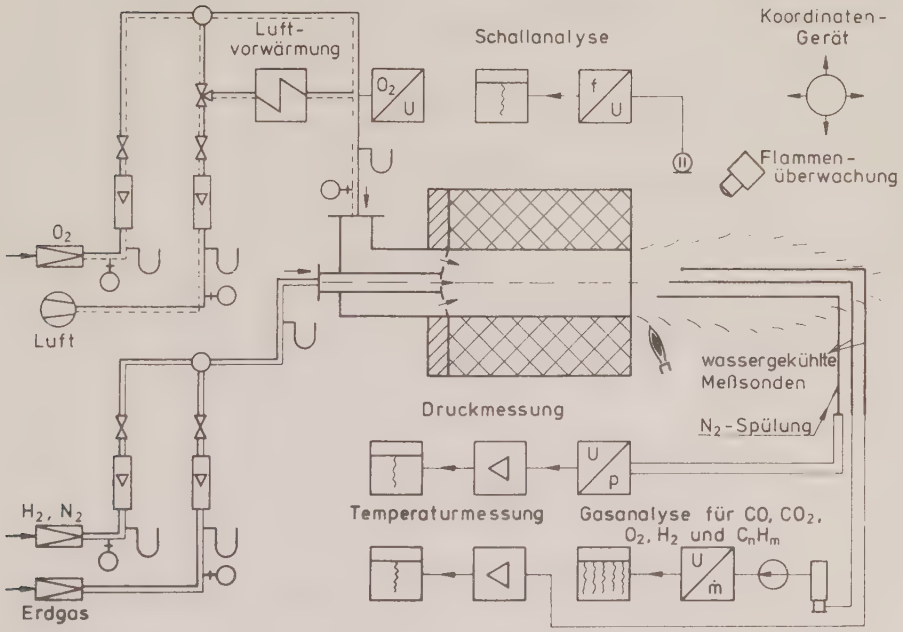

Bild 10: Versuchsanlage für feuerungstechnische und akustische Messungen an Gasbrennern im Freien

Nach dem Mischprinzip von Brenngas und Verbrennungsluft lassen sich die Diffusionsflammen von Günther [56] einteilen in einfache oder konzentrische Freistrahlen bzw. in gegeneinander geneigte Strahlen, Bild 11. Für die stabile Verbrennung ist

eine stöchiometrische Zusammensetzung von Brenngas und Verbrennungsluft in der Flammenfront und Gleichgewicht zwischen Strömungsgeschwindigkeit und turbulenter Flammengeschwindigkeit erforderlich. In Brennern mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten als der turbulenten Flammengeschwindigkeit existiert dieses Gleichgewicht z.B. in Rückströmzonen hinter Staukörpern, hinter vorspringenden Kanten und Vertiefungen und in drallbehafteten Strahlen.

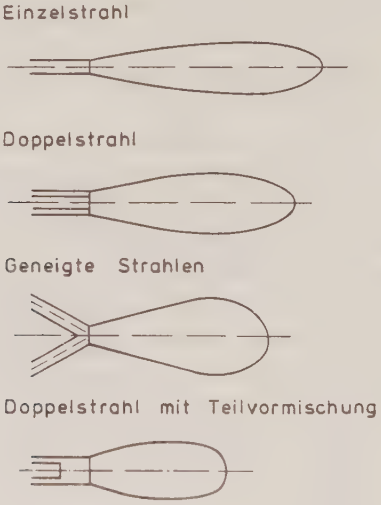

Bild 11: Konturen typischer Diffusionsflammen [56]

Eine Übersicht der theoretischen und praktischen Möglichkeiten zur Stabilisierung turbulenter Flammen wird von Kremer gegeben [57], Bild 12.

Über die Deutung des Stabilisierungsvorganges turbulenter Diffusionsflammen durch Staukörper wird in [58] berichtet. Untersuchungen über die Drallstabilisierung frei brennender Diffusionsflammen mit zentraler, radial gerichteter Gaszufuhr hat

Rawe [59] durchgeführt. Ähnlich der Wirkung von inneren Rückströmungszonen hinter Strömungshindernissen, z.B. Stauscheiben, kann auch eine genügend starke Verdrallung der Verbrennungsluft zu solchen Zonen führen und eine Stabilisierung der Flamme bewirken.

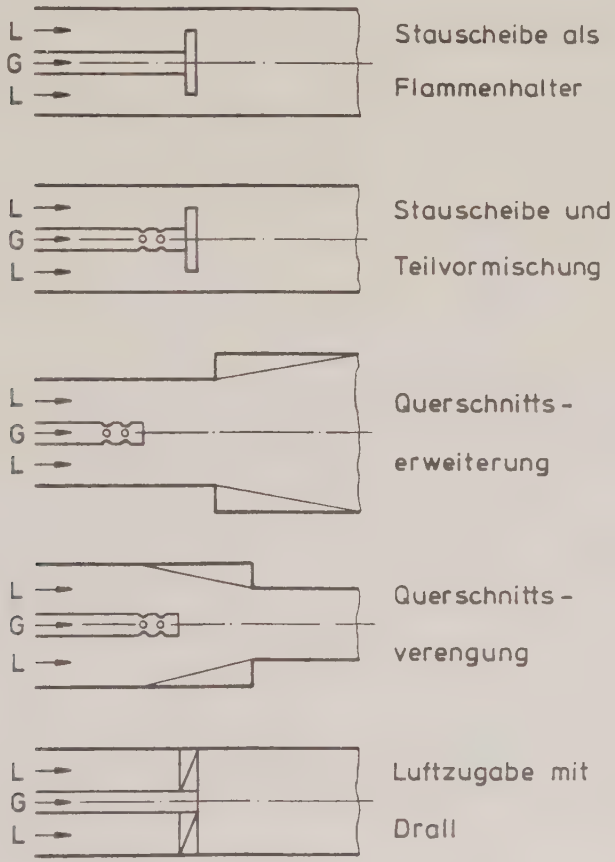

Bild 12: Maßnahmen zur Stabilisierung technischer Diffusionsflammen [57]

In Hochgeschwindigkeitsbrennern kommen Staukörper wegen der hohen thermischen und mechanischen Belastung als Stabilisierungsfaktor nur selten zur Anwendung. Hier wird vorzugsweise die Stabilisierung durch äußere Rückströmung eingesetzt, die sich zwischen den Strahlgrenzen der in den Brennraum eintretenden Brenngas- und Verbrennungsluftstrahlen und der Brennraumwand ausbildet. Werden die Strahlen ganz oder teilweise tangential in den Brennraum geleitet, so kann bei entsprechend hohen Drallzahlen zusätzlich eine innere Rückströmung auftreten, die ebenfalls zur Stabilisierung beiträgt. Die heißen Rückströmgase bewirken durch das Mischen mit den neu hinzukommenden Gasen ein Ansteigen der Flammengeschwindigkeit. Andererseits nimmt der Anteil inerter Gase zu und die Häufigkeit, daß sich zündfähige Zellen aus Brennstoff und Sauerstoff bilden, geht zurück. Die Folge hiervon ist, daß die Flamme länger wird. Untersuchungen über den Einfluß der Rückströmung auf die Länge eingeschlossen brennender Flammen wurden z.B. von Thring u. Newby [60] durchgeführt, die auch Berechnungsmethoden für die Flammenlänge angeben. Damit läßt sich die Lage des Rückströmwirbels und der zurückfließende Massenstrom berechnen. Mit Luftüberschuß werden eingeschlossen brennende Flammen kürzer, wie Seeger [61] beim Vergleich zwischen eingeschlossen und frei brennenden Stadtgasflammen beobachtete. Von Lenze [62] wurde der Einfluß von Rückströmung und Luftzahl auf die Länge turbulenter Diffusionsflammen in wassergekühlten Brennkammern für Einzel- und konzentrische Doppelstrahlen untersucht, mit dem Ergebnis, daß die Flammenlänge besonders im Bereich von Luftzahlen um $n = 1$ stark zunimmt und etwa doppelt so lang ist wie die frei brennende Einzelstrahlflamme. Die Rückströmung bewirkt eine Flammenverkürzung um 30 % bis 40 % bei der Einzelstrahlflamme. Dies wird auf die durch erhöhten Impuls- und Stoffaustausch bewirkte schnellere Mischung im Strahlbereich zurückgeführt.

Im Anschluß an die Mischung findet die Verbrennung in einem Brennraum statt, der häufig zylindrisch oder als Diffusor ausgebildet ist. Zylindrische Formen werden für Hochgeschwin-

digkeitsbrenner mit hohem Austrittsimpuls der Abgase gewählt, konische bzw. elliptische Ausführungen eignen sich besonders für drallstabilisierte Wand- und Deckenbrenner.

Die feuerfeste Auskleidung des Brennraumes, auch als Brennerstein oder Düsenstein bezeichnet, kann mit dem Brennermischkopf meist als eine Einheit angesehen werden, seltener ist der Brennraum in die feuerfeste Ofenauskleidung mit integriert.

Infolge der Wandberührung der eintretenden Stoffströme wird die Reaktion örtlich beschleunigt. Durch die freigesetzte Wärme ist auch die Erwärmung der Wände erheblich. Dies fördert einen schnellen Abbrand des auftreffenden Brenngasluft-Gemisches. Da der Bereich hoher Wandtemperaturen stromaufwärts bis in die Rückströmzone hineinreicht, führt dies zu einer besseren Stabilisierung des Brenners. Dieser Effekt stellt sich jedoch erst dann ein, wenn die stationäre Betriebstemperatur erreicht ist. Die maximalen Betriebstemperaturen betragen bei feuerfesten Betonen etwa 1500 ^{o}C und bei Sintertonerde etwa 1900 ^{o}C. Liegen die Wandtemperaturen höher, z.B. bei Vorwärmung oder Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft, so sind besondere Maßnahmen zum Schutz der Brennraumwände erforderlich, z.B. wassergekühlte Metallwände oder Filmkühlung der Wände durch seitliches Einblasen der Verbrennungsluft. Mit höheren Brennerbelastungen und demzufolge höheren Strömungsgeschwindigkeiten ändert die heiße Brennerwandzone ihre Lage und wandert stromabwärts.

Ausführungsbeispiele technischer Diffusionsflammen sind in Bild 13 wiedergegeben. Bis auf den Brenner D sind es handelsübliche Brenner, die für die einzelnen Versuche modifiziert wurden.

Der Brenner D wurde im Eigenbau erstellt und unterscheidet sich von den übrigen Brennern durch seine verschiebbare Mischeinrichtung, mit der die Brennersteinlänge variiert werden kann. Der Brennerstein dieses Brenners läßt sich durch Anein-

anderreihen gleicher Brennersteinelemente verlängern. Die Abdichtung der einzelnen Elemente gegenüber dem Brennraum erfolgt durch eine Labyrinthdichtung, in die hochtemperaturfeste Faserstränge eingelegt werden. Die Brenner sind für eine maximale Belastung von bis zu 350 MJ/h ausgelegt.

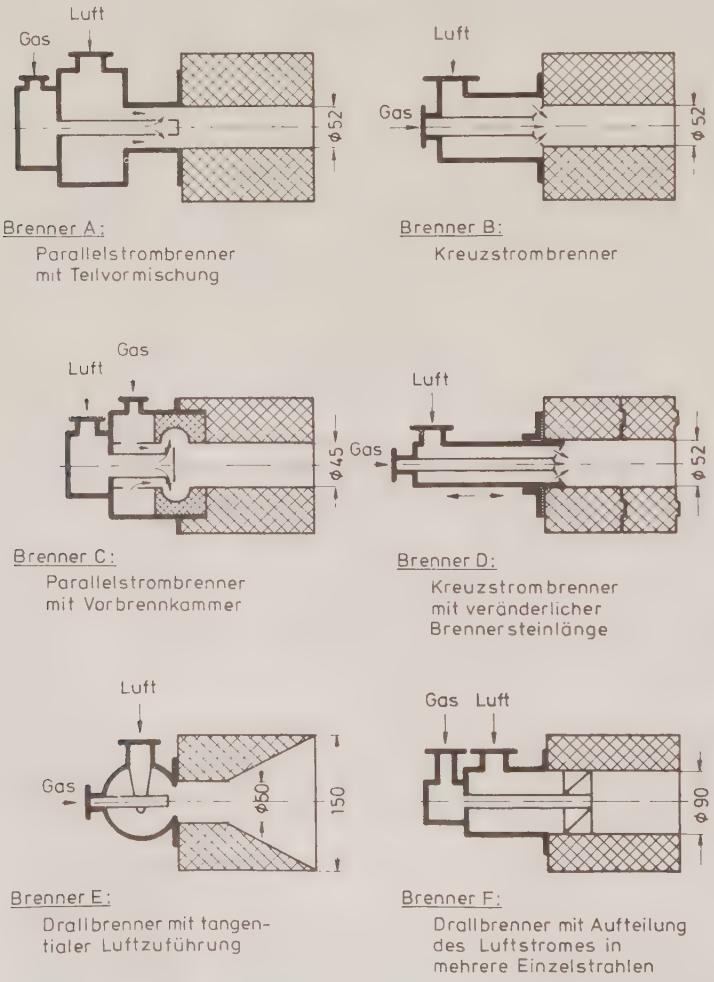

Bild 13: Übersicht über die eingesetzten Brenner

Der Brenner A ist nach dem Mischprinzip ein Parallelstrombrenner mit Teilvormischung. Die Verbrennungsluft, der kurz zuvor das Brenngas zugemischt wird, tritt in parallel zueinander gerichteten Strahlen in den Brennraum ein.

Im Brenner B treffen Brenngas und Verbrennungsluft im Kreuzstrom aufeinander. Innerhalb der Staupunktströmung der auftreffenden Strahlen findet eine gute Durchmischung der Verbrennungskomponenten statt.

Der Brenner C hat eine Vorbrennkammer, in der Brenngas und Verbrennungsluft parallel zueinander, aber radial zur Brennerachse aus dem Mischkopf austreten.

Der Brenner D ist wie Brenner B ein Kreuzstrombrenner, jedoch mit veränderlicher Brennersteinlänge.

Die beiden Brenner E und F sind drallstabilisierte Brenner. Die tangentiale Luftzuführung im Brenner E bedingt eine unsymmetrische Drehströmung.

Eine mehr rotationssymmetrische Drehströmung wird durch Aufteilung der Luftzufuhr in 8 Einzelstrahlen erreicht, Brenner F.

Die Brennersteine der verwendeten Brenner wurden aus feuerfestem Beton hergestellt; in den äußeren Abmessungen passend auch für den Einsatz im Industrieofen.

Für die Wahl der Brennersteinlänge wurden, soweit vorhanden, die Empfehlungen der Brennerhersteller berücksichtigt.

4.3 Wärmetechnische Messungen

Die an dem Verbrennungsvorgang in bezug auf die Geräuschemission interessierenden Größen sind im wesentlichen die mit dem Brenngas zugeführte chemisch gebundene Energie, welche sich in nutzbare Wärmeenergie umwandeln läßt, der dynamische Ablauf der

Verbrennung und der Strömungszustand des Abgases am Brenneraustritt.

Die Brenngaszusammensetzung war aus gaschromatographischen Analysen bekannt. Als Brenngase kamen verschiedene Erdgasqualitäten und Wasserstoff bzw. Brenngasgemische dieser Brenngase zum Einsatz.

Aus der allgemeinen Verbrennungsgleichung für die vollkommene Verbrennung von Kohlenwasserstoffverbindungen läßt sich der Sauerstoffbedarf und die Abgasmenge bestimmen.

$$C_mH_n + (m + \frac{n}{4})\ O_2 \rightarrow m\ CO_2 + \frac{n}{2}\ H_2O\ , \qquad (47)$$

wobei die Indices m und n die Atomzahl im Molekül angeben.

Wird der Sauerstoff als Luftsauerstoff zugeführt, so berechnet sich der Luftbedarf aus

$$C_mH_n + (m + \frac{n}{4})\ O_2 + 3{,}76\ (m + \frac{n}{4})\ N_2 \rightarrow$$

$$\rightarrow m\ CO_2 + \frac{n}{2}\ H_2O + 3{,}76\ (m + \frac{n}{4})\ N_2\ . \qquad (48)$$

Die mittleren Brenngaszusammensetzungen und die Gaskennwerte der eingesetzten Erdgase sind in Tafel 1 aufgeführt.

Die zugeführten Massenströme wurden mit Schwebekörper-Durchflußmessern gemessen, die zuvor mit Balgengaszählern geeicht worden waren. In den Meßstrecken für Brenngas und Verbrennungsluft waren mehrere Durchflußmesser unterschiedlicher Meßbereiche parallel geschaltet. Änderungen der Gastemperatur und des Luftdrucks wurden bei der Volumenstromanzeige mit folgendem Korrekturfaktor berücksichtigt

$$K = \sqrt{\frac{p_1 \cdot T_n}{p_n \cdot T_1}} \qquad (49)$$

Mit Umstellung auf eine andere Gasart, z.B. von Erdgas L auf Erdgas H, geht zusätzlich die Änderung der Dichte in die Korrektur mit ein [63].

$$K = \sqrt{\frac{\rho_{n,L}}{\rho_{n,H}} \cdot \frac{p_1 \cdot T_n}{p_n, T_1}} \tag{50}$$

Der dynamische Ablauf der Verbrennung wird durch den Verlauf des örtlichen Ausbrandgrades der Verbrennung wiedergegeben. Von Günther [64] wird ein örtlicher bzw. ein mittlerer Ausbrand wie folgt definiert. Der örtliche Ausbrand α gibt an, welcher Anteil des Brenngases bis zu einem bestimmten Ort verbrannt ist

$$\alpha = \frac{b_v}{b_u + b_v} \quad . \tag{51}$$

Hierin bezeichnen b_v den verbrannten und b_u den unverbrannten Brenngasanteil.

Der mittlere Ausbrand $\bar{\alpha}$ ist der Mittelwert des Ausbrandes bis zu einer Querschnittsebene der Flamme. Für die rotationssymmetrischen Flammen der Versuchsbrenner wurde $\bar{\alpha}$ über die Messung des örtlichen Heizwertes H_u, bezogen auf den Anfangswärmestrom $H_{u,o} \cdot \dot{Q}_o$, bestimmt.

$$\bar{\alpha}\ (x) = 1 - \frac{2\pi \int H_u \cdot v \cdot y \cdot dy}{H_{u,o} \cdot \dot{Q}_o} \tag{52}$$

Der Strömungszustand des Abgases im Brenner und am Brenneraustritt wurde aus den Temperatur- und Druckverteilungen bei unterschiedlichen Belastungsstufen ermittelt. Aus den Verteilungen ließen sich durch Integration über den Brennerquerschnitt die mittleren Temperaturen und Drücke berechnen. Die Meßsonden hierzu sind wassergekühlt, Bild 14.

Die Prandtl-Sonde zur Druckmessung (Sonde a) neigt bei Messungen in Flammen zur Verstopfung der Meßöffnungen durch kondensierenden Wasserdampf. Es wurde deshalb eine Stickstoffspülung für die Meßkanäle vorgesehen, die mit einem geringen Überdruck Stickstoff an den Meßöffnungen austreten ließ, ca. 6 l/h. Der Stickstoffstrom wurde nur zu den Druckmessungen kurzzeitig abgestellt. Die stetige Anpassung des Überdrucks an die sich ändernden Druckverhältnisse in der Strömung führte zu kurzen Einstellzeiten. Der Druck wurde mit kapazitiven Differenzdruckaufnehmern vom Typ FC 040 Transducer der Firma Furness Controlls Ltd. gemessen.

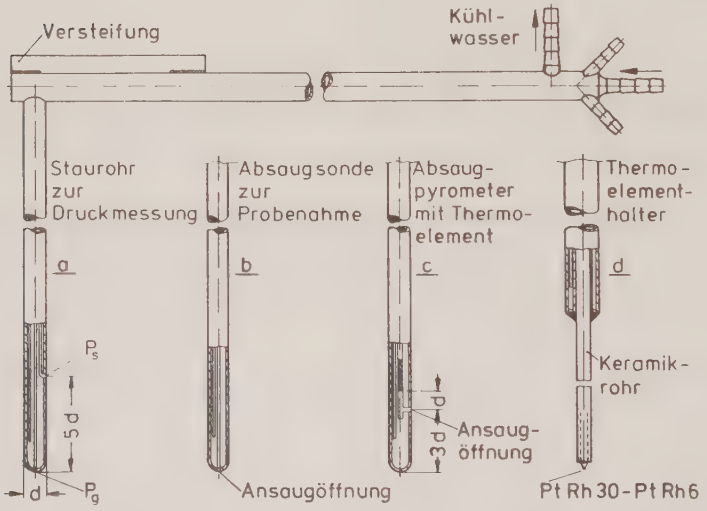

Bild 14: Wassergekühlte Sonden zur Temperatur-, Druck- und Konzentrationsmessung

Die Probenahme zur Analyse der Abgase erfolgte mit der wassergekühlten Absaugsonde b in Bild 14. Fehler in der Analyse können bereits bei der Probenahme, aber auch bei der Analyse selbst auftreten. So war darauf zu achten, daß im Entnahmesystem einschließlich Leitungen, Filter, Kühler und Trokkenturm keine Reaktion oder Absorption der Abgaskomponenten stattfand. Deshalb war auch der Kontakt des Abgases mit Wasser in der Leitung bis zum Kühler nach Möglichkeit zu vermeiden. Um eine repräsentative Teilmenge zu erhalten, wäre eine isokinetische Teilstromentnahme bei der Messung erforderlich. Dies läßt sich jedoch nur bei Kenntnis der Strömungs- und Konzentrationsverteilungen ausführen. Wird nicht isokinetisch abgesaugt, so werden in Bereichen hoher Strömungsgeschwindigkeiten zu niedrige Konzentrationen und im Bereich niedriger Geschwindigkeiten zu hohe Werte angezeigt [65].

Das Entnahmesystem kann auf Verluste geprüft werden, indem an der Meßsonde ein Prüfgas von bekannter Zusammensetzung eingegeben wird. Der Meßwert muß bei verlustfreier Messung dem Prüfgas entsprechen. Die Übertragungsfunktion des Meßsystems kann ermittelt werden, indem der Signalverlauf bei einer sprunghaften Änderung des Meßsignals beobachtet wird. Aus der Übertragungsfunktion leitet sich die Abtastfrequenz ab, d.h. die Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Ablesungen. Die noch erfaßbare Signalfrequenz muß nach dem sogenannten Abtasttheorem zumindest die doppelte Periodendauer haben. Die Abgasprobe wurde vor der Analyse getrocknet und gefiltert.

Die Konzentration der Abgaskomponenten läßt sich nicht unmittelbar messen, sondern nur die physikalischen oder chemischen Eigenschaften der Gase, in denen sich ein bestimmtes Gas sicher von den übrigen unterscheidet. Je größer dieser Unterschied, umso genauer und eindeutiger ist die Messung. Der Störeinfluß anderer Komponenten, die sogenannte Querempfindlichkeit, muß für das Meßsystem bekannt sein und bei der Messung berücksichtigt werden.

Die Messung von Kohlenwasserstoffen, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid erfolgte mit Meßgeräten vom Typ URAS 2 T der Firma Hartmann und Braun. Die Wirkungsweise beruht auf der Absorption von Infrarot-Strahlung in einem ganz speziellen Wellenlängenbereich.

Der Sauerstoff wurde mit einem Analysator vom Typ Servomex gemessen, dessen Meßprinzip die paramagnetische Eigenschaft des Sauerstoffs nutzt. Diese spezielle Eigenschaft des Sauerstoffs läßt die Messung unempfindlich gegenüber anderen Abgaskomponenten sein. Die Sauerstoffmessung eignete sich auch zur Bestimmung des Sauerstoffanteils in der mit Sauerstoff angereicherten Verbrennungsluft, wenn die gravimetrische Methode zur Erfassung des zugemischten Sauerstoffanteils besonders bei kleinen Mengen Schwierigkeiten bereitete. Ebenso wurde bei der Herstellung von Mischgasen aus Erdgas und Wasserstoff verfahren. Hier wurde mittels des Wasserstoffanalysators vom Typ Caldos der Firma Hartmann und Braun der Wasserstoffanteil im Gemisch eingestellt.

Die Wasserdampf- und Stickstoffanteile im Abgas wurden rechnerisch bestimmt. Der Wasserdampfgehalt berechnet sich nach [66] aus der Massenbilanz von Wasserstoff und Kohlenstoff

$$r_{H_2O} = \frac{\sum r_{i,tr} \cdot C_{n,i} - \sum r_{i,tr} \cdot H_{m,i} \cdot \frac{m_C}{m_H}}{2{,}02 \frac{m_C}{m_H} + \sum r_{i,tr} \cdot C_{n,i} - \sum r_{i,tr} \cdot H_{m,i} \cdot \frac{m_C}{m_H}}, \qquad (53)$$

die durch den Verbrennungsvorgang nicht verändert wird.

Die Indices n und m stehen für die Anzahl der Kohlenstoff- bzw. Wasserstoffatome im Kohlenwasserstoffmolekül i. Das Verhältnis m_C/m_H wird mit den Atommassen der beteiligten Kohlenstoff- und Wasserstoffatome gebildet. Der Stickstoffanteil ergibt sich, wenn alle übrigen Komponenten bekannt sind bzw. als vernachlässigbar gering angesehen werden können, wie z.B. NO_x als restlicher Bestandteil des Abgases.

Für die Temperaturmessung in Flammen sind, von ihrer kleinen Baugröße her, Thermoelemente besonders geeignet. Der Einsatz von ungeschützten Thermoelementperlen wie in Sonde 4 in Bild 14 kann jedoch infolge des Strahlungswärmeaustausches der Perle mit der Umgebung zu Meßfehlern führen, vor allem bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten. Hier kann mit der sogenannten 2-Thermoelement-Methode durch die Temperatur-Messung mit unterschiedlichen Perlendurchmessern auf den Perlendurchmesser d = O extrapoliert und die wahre Temperatur T_G berechnet [67] werden, siehe Gleichung (54)

$$T_G \sim T_2 + \frac{T_1 - T_2}{1 - \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^{0,54}} \cdot \qquad (54)$$

Hierin ist d_1 der kleinere Perlendurchmesser und T_1 die ihm zugeordnete höhere Flammentemperatur. Bei hohen Gasgeschwindigkeiten ist infolge des besseren konvektiven Wärmeüberganges der Verlust durch Wärmestrahlung an der Perle vernachlässigbar klein. Hier sind der Einfluß der Wärmeableitung durch die Thermoelementdrähte und die Alterung der Thermoelementperle zu berücksichtigen. Die Wärmeableitung kann gering gehalten werden, wenn die Drähte längs isothermen Temperaturfeldern geführt werden können bzw. wenn in Temperaturfeldern mit geringen Temperaturgradienten, z.B. parallel zur Brennerachse, gemessen wird. Die Alterung des Thermoelementes läßt sich bei der ungeschützten Perle nicht vermeiden, sondern nur verringern.

Unter der Alterung des Thermoelementes ist die Versprödung des Materials durch Wasserstoffdiffusion, Großkornbildung und die Diffusion der Legierungsbestandteile in den anderen Thermodraht zu verstehen, die die Ursache für eine geringere Temperaturanzeige sind. Die Diffusion von Fremdstoffen kann durch eine Beschichtung mit Aluminiumoxid reduziert werden. Ein Verfahren für diesen Oberflächenschutz wird ausführlich in [68] beschrieben. Während der Messungen wurde der Fortgang der Zerstörung in regelmäßigen Abständen, ca. 50 Betriebsstunden, überprüft, und zwar durch eine Vergleichsmessung mit einem gleichfalls behandelten Thermoelement.

Für ausgebildete Strömungen gibt es einfache Methoden zur Bestimmung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der Mischungstemperaturen, z.B. durch Netzmessungen in Strömungsquerschnitten nach der Log.-Linear-Regel [69]. In wenig ausgebildeten Strömungen ist dieses Verfahren nicht anzuwenden. Zur Bildung der Mittelwerte wurde die Meßfläche deshalb in mehrere konzentrische Kreise unterteilt und die mittleren Temperaturen auf den Kreisringflächen mit dem Flächenanteil gewichtet.

Bei den Temperaturmessungen im Ofen ist infolge der geringen Strömungsgeschwindigkeiten der Ofenraumgase der konvektive Wärmeübergang an das Thermoelement nicht überwiegend, und der Strahlungswärmeaustausch zwischen Thermoelementperle und Ofenwand muß berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit, dies zu umgehen, bietet das Absaugpyrometer, Sonde c in Bild 14. Die Strahlungsschirme und das mit hoher Geschwindigkeit am Thermoelement vorbeigeführte Abgas lassen die Strahlungsverluste und damit den Meßfehler klein werden.

Die maximal meßbaren Temperaturen lagen bei den Thermoelementen aus Platin Rhodium (El 18) um ca. 1800 ^{o}C. Noch höhere Temperaturen, z.B. bei der Luftvorwärmung oder der Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft, konnten mit diesen Thermoelementen nicht gemessen werden.

Aus den gemessenen Temperatur-, Konzentrations- und Druckverteilungen konnte mit der unmittelbar aus dem Staudruck sich ergebenden Impulsstromdichte i

$$i = \rho v^2 = 2 \cdot \Delta p \qquad (55)$$

die Geschwindigkeit v bestimmt werden.

4.4 Akustische Messungen

Die Hauptkenngröße der Schallemission einer Schallquelle ist ihre Schalleistung. Unter Freifeldbedingungen ohne Reflektionen und bei Abwesenheit von Dissipation wird die Schalleistung P durch eine Integration der Schallintensität längs einer geschlossenen Meßfläche (Hüllfläche) bestimmt

$$P = \int_S J \, dS \quad , \tag{56}$$

wobei J der Vektor der Schallintensität ist

$$J = \overline{p_{\sim}(t) \cdot v_{\sim}(t)} \quad , \tag{57}$$

der als zeitlicher Mittelwert aus dem Schalldruck $p_{\sim}$ und der Schallschnelle $v_{\sim}$ gebildet wird.

Kann davon ausgegangen werden, daß eine der Schallfeldstruktur konforme Meßfläche vorliegt, so ist die Schallintensität J, die normal zum Oberflächenelement dS steht, durch eine Schalldruckmessung

$$\frac{1}{\rho_o \cdot c} \cdot \overline{p_{\sim}^2} \tag{58}$$

am Ort von dS zu ermitteln. Hierin ist $\rho_o \cdot c$ die Schallkennimpedanz, das Produkt aus Dichte ρ_o und Schallgeschwindigkeit c der Luft, im Bereich der Meßfläche. Mit der Annahme, daß die Schallkennimpedanz als konstant angesehen werden kann, folgt, daß die Schalleistung P dem Quadrat des Schalldruckes proportional ist.

$$P \sim \overline{p^2} \tag{59}$$

Aufgrund dieses Zusammenhanges kann an Stelle der Schallintensität der Schalldruck bzw. der Schalldruckpegel, der meßtechnisch weit einfacher zu erfassen ist, zur Beurteilung der Schallemission herangezogen werden.

Als Meßabstand wurde die Entfernung von 1 m zur Brennermündung gewählt. Die Meßfläche war eine Halbkugel über dem Brenner, Bild 15. Der Meßfehler, der dadurch entsteht, daß die Schallfeldstruktur des Brennerlärms mit seiner Richtcharakteristik ähnlich dem Freistrahllärm nicht einem Kugel- oder Monopolstrahler entspricht, ist nach Hübner [70] kleiner als 1 dB.

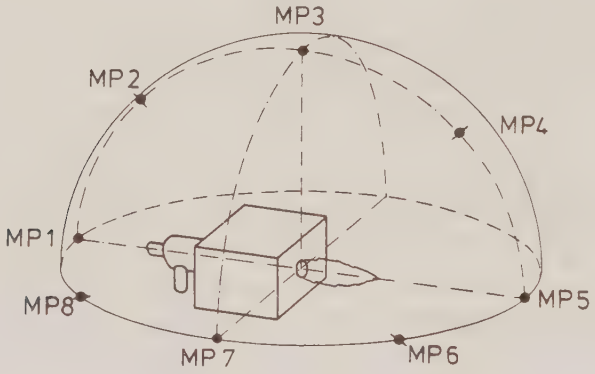

Bild 15: Anordnung der Meßpunkte für die Schalldruckmessung auf der Hüllfläche über den Brennern

Des weiteren waren Umgebungseinflüsse zu berücksichtigen, wie andere Schallquellen, aber auch Reflexion der Schallwellen an Boden, Decke und umgebenden Wänden.

Die Schalldruckpegel auf der Meßfläche wurden mit einem Präzisionsschallpegelmesser vom Typ 2203 der Fa. Bruel & Kjaer gemessen. Für die Frequenzanalyse standen sogenannte Echtzeit-Frequenzanalysatoren zur Verfügung, die mit vielen parallel geschalteten Filtern, Terzfiltern oder Schmalbandfiltern variabler Bandbreite eine schnelle Schallanalyse ermöglichen im Gegensatz

zu einem einzelnen, durchstimmbaren Filter. Gleichzeitig bieten die Echtzeitanalysatoren die Möglichkeit der Mittelwertbildung über eine zu wählende Anzahl von Meßwerten. Der Echtzeit-Terz-Analysator war vom Typ 2131 der Fa. Bruel & Kjaer und der Schmalbandanalysator vom Typ GR 2512 der Fa. Gen Rad. Die Ausgabe der Meßdaten erfolgte auf X-t- bzw. X-Y-Schreibern.

Als Meßwertaufnehmer wurden Kondensatormikrofone mit 1/4 Zoll und 1/2 Zoll Durchmesser verwendet, die im Vergleichsverfahren mit einer Schallquelle von bekanntem Übertragungsmaß kalibriert wurden.

Die Mittelwertbildung der Schalldrücke auf der Meßfläche wurde in Anlehnung an das Hüllflächenverfahren zur Geräuschmessung an Maschinen [71] logarithmisch nach folgender Gleichung vorgenommen

$$L_m = 10 \lg \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} 10^{0,1 L_i} \right) \quad dB \; . \qquad (60)$$

Der mittlere Schalldruckpegel L_m ist ein Vergleichsmaß für die Schalleistung der Brenner untereinander.

4.5 Versuchsofen für eingeschlossene Flammen

Für die Untersuchung des Brennergeräusches in geschlossenen Ofenräumen wurde ein Kammerofen mit den Innenmaßen 1,2 m x 1,0 m x 5,0 m konzipiert. Der Ofen besteht aus drei zur Seite hin offenen Segmenten und einem Abschlußteil, in dem sich der Brenner befindet, Bild 16. Durch Variieren der Segmente läßt sich die Ofenraumlänge um jeweils 1 m auf 2 m Innenmaß kürzen. Öfen dieser Abmessungen werden in der Stahlindustrie für

Wärm- und Wärmebehandlungsprozesse eingesetzt. Mit der Änderung der Ofenraumgeometrie sollten die Wechselbeziehungen zwischen Brennergeräusch und Ofenraum wie z.B. Resonanzerscheinungen und der Einfluß auf selbsterregte Schwingungen untersucht werden.

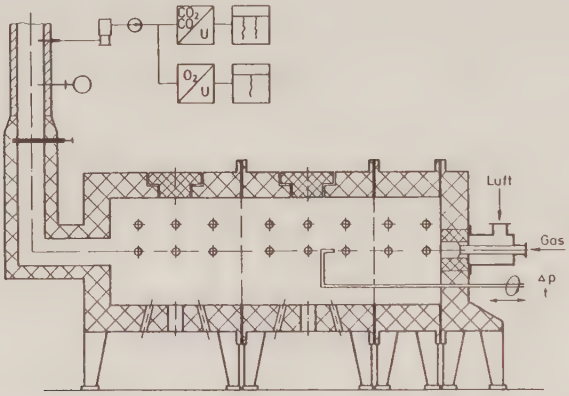

Bild 16: Industrieofen mit variabler Ofenraumlänge

Die Ofenauskleidung läßt Temperaturen bis 1400 °C zu. In der Ofendecke befinden sich Öffnungen, die auch den Betrieb von Deckenbrennern zulassen. Der Temperaturanstieg darf beim Aufheizen 150 °C/h nicht überschreiten, um die Wärmespannungen in den Wänden in Grenzen zu halten. Die erforderliche Wärmebelastung für dieses Aufheizprogramm beträgt bei maximaler Ofenraumlänge ca. 500 kW, die Leerlaufverluste ca. 100 kW.

Neben dem Brenner und längs des Ofens befinden sich Meßkanäle und Beobachtungslöcher. Mit 2 m langen wassergekühlten Sonden wurden Temperatur- und Druckmessungen durchgeführt bzw. auch Abgasproben genommen. Zur Kontrolle des Brenngasluft/Verhältnisses und der Verbrennungsgüte wurde im Abgas die CO_2 und CO- bzw. die O_2-Konzentration gemessen.

Die Anordnung der Meßpunkte für die Schalldruckmessungen am Ofen ist in Anlehnung an das Hüllflächenverfahren [71] mit 1 m Abstand zum Ofen gewählt worden, Bild 17.

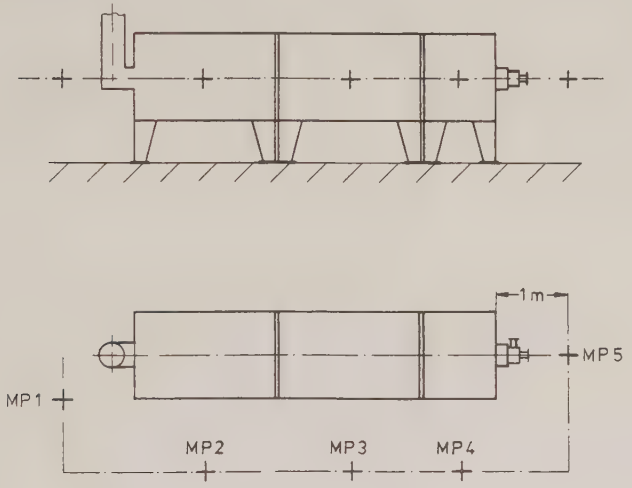

Bild 17: Anordnung der Meßpunkte für die Schalldruckmessung am Industrieofen

5. Experimentelle Ergebnisse an offenen Flammen

Die Einflußgrößen auf die Geräuschemission von industriellen Gasbrennern lassen sich infolge der schon erwähnten komplizierten Zusammenhänge nicht voneinander trennen. Kausale Zusammenhänge sind aufgrund der vielfältigen Verknüpfungen nicht wahrscheinlich. Die gegenseitige statistische Abhängigkeit kann zwar mittels einer Korrelationsanalyse gefunden werden, dies läßt jedoch einen Schluß auf die innere Struktur des untersuchten Prozesses nur insoweit zu, wie sie in den beobachteten Zustandsgrößen enthalten sind.

Mit meßtechnisch vertretbarem Aufwand ist der Einfluß einer Reihe von problemrelevanten Größen auf die Geräuschemission zu erfassen. Es sind dies Größen wie der Gesamtmassenstrom, enthalten in der Brennerbelastung $\dot{Q}$, die Massenströme von Brenngas und Verbrennungsluft $\dot{m}_L$ und $\dot{m}_G$, weiterhin die den Verbrennungsvorgang beeinflussende Flammengeschwindigkeit Λ und die Temperaturleitfähigkeit a und die charakteristischen Brennerabmessungen mit d_o für den Durchmesser der Brennerdüsen bzw. d für den Brenneraustrittsdurchmesser. Zu den veränderlichen Eingangsgrößen gehören auch der Heizwert H_u als Maß für die zugeführte Reaktionswärme, die spezifische Wärmekapazität des Gasgemisches c_p und die adiabate Flammentemperatur T_{Ad} des Brenngases. Für den Betrieb mit Luftvorwärmung ist neben der gemeinsamen Eintrittstemperatur T von Brenngas und Verbrennungsluft die Temperaturerhöhung ΔT der Luft zu berücksichtigen.

Als Ausgangsgrößen wurden der Schalldruckpegel L_p und die Austrittsgeschwindigkeit der Abgase v gemessen.

Die dimensionsanalytische Diskussion dieser Größen folgt in Abschnitt 5.9. Zunächst wurden Voruntersuchungen zum Strömungsgeräusch ohne Verbrennung angestellt, Abschnitt 5.1. Die weiteren Versuche befaßten sich mit dem Einfluß der Massenströme

mittels Änderung der Brennerbelastung $\dot{Q}$, Abschnitt 5.2. Als charakteristische Brennergrößen wurden Brenngas- und Verbrennungsluftdüsendurchmesser variiert und die Auswirkungen auf die Geräuschemission und den Ausbrandverlauf untersucht, Abschnitt 5.3. Die weiteren Ausführungen behandeln die instabile Verbrennung und Brenngasparameter, wie Heizwert und Flammengeschwindigkeit in Abhängigkeit der Sauerstoffanreicherung und Vorwärmung der Verbrennungsluft.

5.1 Strömungsgeräusch ohne Verbrennung

Die Luftversorgung von Industrieöfen erfolgt in der Regel zentral von einer Gebläsestation aus. Vielfach wird die Luft in einem Druckbehälter gespeichert und der Ausgangsdruck über einen Regler konstant gehalten. Obwohl ein Druckbehälter als Puffer den Druckpulsationen des Gebläses weitgehend entgegenwirkt, können periodische Druckänderungen durch Anströmen von Strömungshindernissen im Verteilungsnetz auftreten. Wie sich solche Störungen auf das Brennergeräusch auswirken, konnte an der Versuchsanlage mit verschiedenen Gebläsetypen vorab geklärt werden. Hierzu wurden die Gebläse, die aus schallschutztechnischen Gründen in einem Nebengelände standen, über eine 20 m lange Luftleitung mit dem Brenner verbunden. Die Gebläse waren ein Drehkolbengebläse für einen Förderdruck von 400 mbar und ein Radialgebläse für 100 mbar.

Das Drehkolbengebläse, wie es in der Skizze in Bild 18 angedeutet ist, hat eine Kolbendrehzahl von ~ 2900 min^{-1}. Bei jeder Umdrehung wird viermal gefördert. Hieraus ergibt sich eine Pulsationsfrequenz von etwa 200 Hz. Die Frequenzzusammensetzung des vom Gebläse abgestrahlten Geräusches ist in Bild 18 wiedergegeben. Der obere Kurvenzug zeigt die spektrale Geräuschzusammensetzung, wenn auf der Druckseite des Gebläses ein Schlauch von 3 m Länge und 12 cm Durchmesser ausgeschlossen ist. Das Mikrofon war in 0,5 m Entfernung unter einem Winkel von 45 ^{o} vor der Ausblaseöffnung angeordnet.

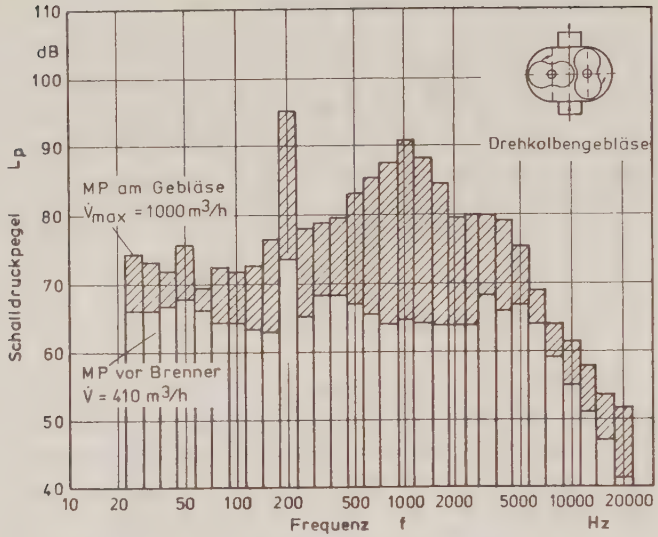

Bild 18: Dämpfung des Gebläsegeräusches im Luftleitungssystem

Sehr deutlich hebt sich im Terzspektrum der Pegel um 200 Hz ab. Der untere Kurvenzug in Bild 18 wurde am Ende der Luftleitung und nach der Schwebekörperdurchflußmeßstrecke kurz vor Eintritt in den Brenner aufgenommen. Meßwinkel und Entfernung zur Austrittsöffnung der Luft blieben gleich. Deutlich tritt auch jetzt der Pegel um 200 Hz hervor, während sonst ein gleichmäßiges Rauschen vorhanden ist. Die Pulsationsfrequenz des Gebläses wird zwar durch das Rohrleitungssystem gedämpft, setzt sich aber bis zum Brenner fort.

In Bild 19 zeigen zwei Terzspektren den Unterschied zwischen dem Strömungsgeräusch des ungezündeten Brenners und dem Verbrennungsgeräusch. Der mittlere Kurvenzug stellt zum Vergleich das Austrittsgeräusch aus der Luftleitung wie im Bild zuvor dar. Mit dem Brenner (Brenner B) wird das Strömungsgeräusch

der Luft etwas gedämpft, der deutliche Pegel um 200 Hz bleibt jedoch erhalten. Die Verbrennung führt zu einem völlig anderen Frequenzspektrum, wie der obere Kurvenzug in Bild 18 zeigt. Es tritt ein Maximum um 500 Hz auf, und der zuvor dominierende Terzpegel um 200 Hz ist nicht mehr vorhanden. Pegelbestimmend ist eindeutig das Verbrennungsgeräusch, was auch der um etwa 25 dB höhere Gesamtpegel betont.

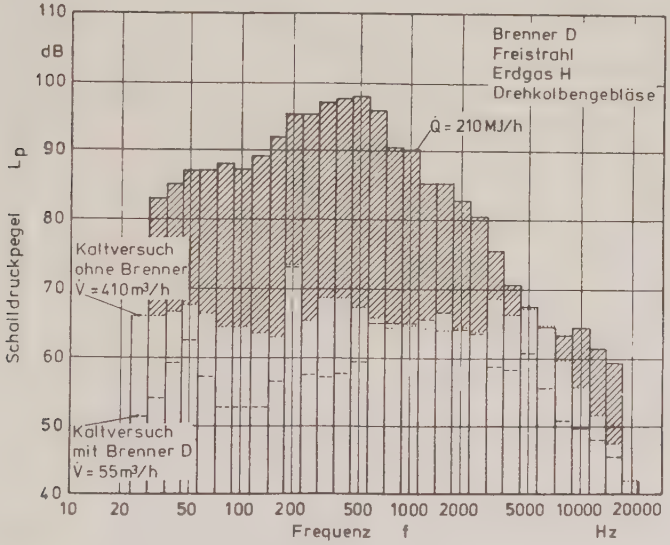

Bild 19: Terzspektren von Verbrennungs- und Strömungsgeräuschen

Im Vergleich zum Drehkolbengebläse war die Luftförderung des Radialgebläses aufgrund der hohen Schaufelzahl wesentlich gleichmäßiger. In der spektralen Zusammensetzung des Geräusches vom Radialgebläse zeigte sich ein nur wenig ausgeprägtes Pegelmaximum bei 750 Hz.

Der unbewertete Schalldruckpegel des Drehkolbengebläses lag etwa 2 dB über dem Wert des Radialgebläses, Bild 20. Im bewerteten Schalldruckpegel ist der Unterschied zwischen beiden Gebläsen vernachlässigbar klein und wurde deshalb bei den folgen-

den Messungen nicht mehr berücksichtigt. Vergleichsmessungen mit der Luftversorgung aus Preßluftflaschen ergaben zu der Luftversorgung mit dem Radialgebläse im Verbrennungsgeräusch keinen meßbaren Unterschied.

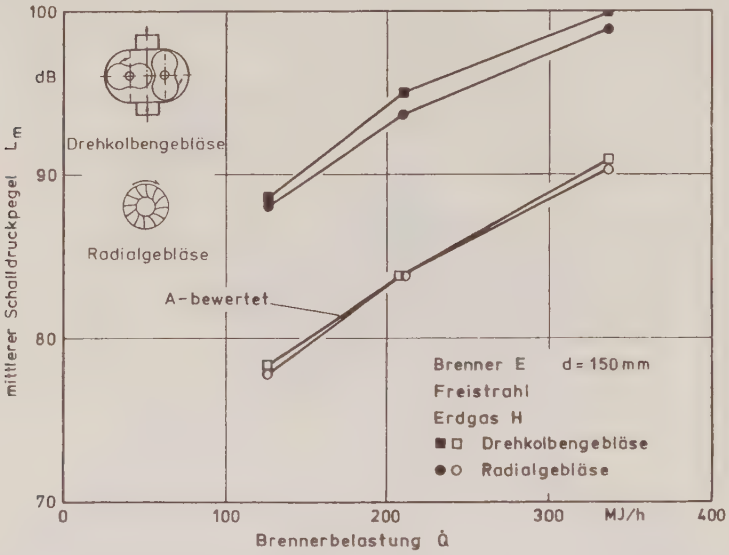

Bild 20: Mittlerer Schalldruckpegel von Brennergeräuschen bei unterschiedlichen Gebläsen

5.2 Einfluß der Brennerbelastung auf den Schalldruck

Für den wärmetechnischen Einsatz ist die Brennerbelastung $\dot{Q}$ eine wesentliche Eingangsgröße des Brenners. Zur Beurteilung der Geräuschemission wurden - wie unter 4.4 dargelegt - Rundummessungen durchgeführt und hieraus mittlere Schalldruckpegel berechnet. Diese mittleren Schalldruckpegel L_m sind in Bild 21 für die untersuchten Brenner in Abhängigkeit von der Brennerbelastung $\dot{Q}$ aufgetragen. Bei dieser Betrachtung unterscheiden sich die Schalldruckpegel der Brenner in den einzelnen Bela-

stungsstufen um etwa 15 dB. Auch der Anstieg des Schalldruckpegels verläuft unterschiedlich. Hierfür sind im wesentlichen zwei Gründe zu nennen, auf die in den beiden folgenden Kapiteln noch näher eingegangen wird, die instabile Verbrennung und der zeitliche Ablauf des Brennstoffumsatzes.

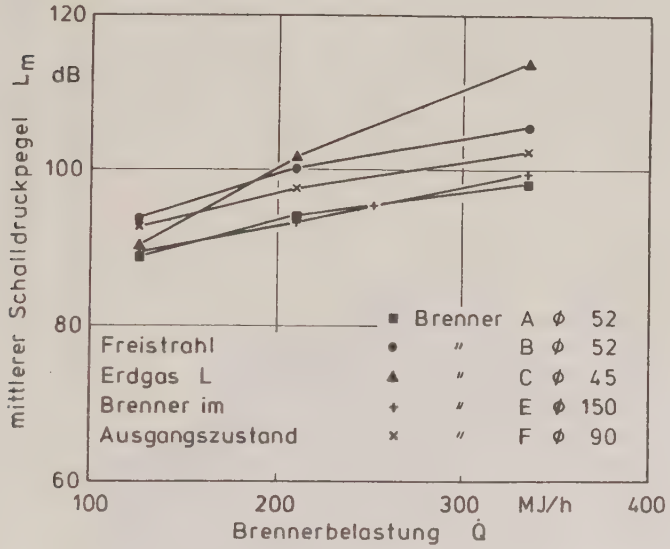

Bild 21: Mittlere Schalldruckpegel in Abhängigkeit von der Brennerbelastung

Die Frequenzspektren bei unterschiedlicher Brennerbelastung zeigen einen für Verbrennungsgeräusche typischen Verlauf, Bild 22. Während sich bei Strahlgeräuschen das Maximum im Frequenzspektrum mit zunehmender Austrittsgeschwindigkeit entsprechend der Strouhal-Beziehung zu höheren Frequenzen hin verschiebt, ist bei Belastungsänderungen nur eine Tendenz zu höheren Amplitudenwerten festzustellen. Die Frequenzcharakteristik sowie das Frequenzmaximum bleiben erhalten.

Mit der Brennerbelastung erhöht sich die Austrittsgeschwindigkeit der Abgase an der Brennermündung. Für die mittlere Austrittsgeschwindigkeit läßt sich bei unterschiedlichen Brennerdurchmessern eine funktionale Abhängigkeit $v_m = f(\dot{q})$ mit der spezifischen Brennerbelastung $\dot{q}$ herleiten

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} , \qquad (61)$$

die als Quotient aus der Gesamtbelastung $\dot{Q}$ und der Querschnittsfläche A an der Brennermündung gebildet wird.

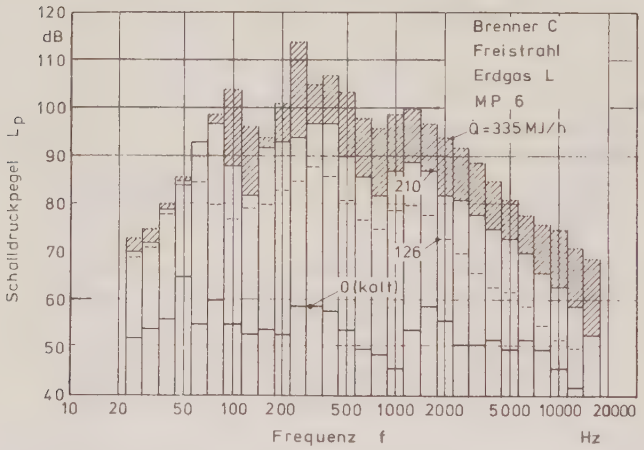

Bild 22: Terzspektren bei unterschiedlicher Brennerbelastung

In Bild 23 sind die berechneten und die gemessenen mittleren Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von der spezifischen Brennerbelastung für Erdgas L und Luftzahl n = 1 aufgetragen. Voraussetzung für diese gute Übereinstimmung ist, daß an der Brennermündung der gleiche Ausbrandgrad erreicht wird.

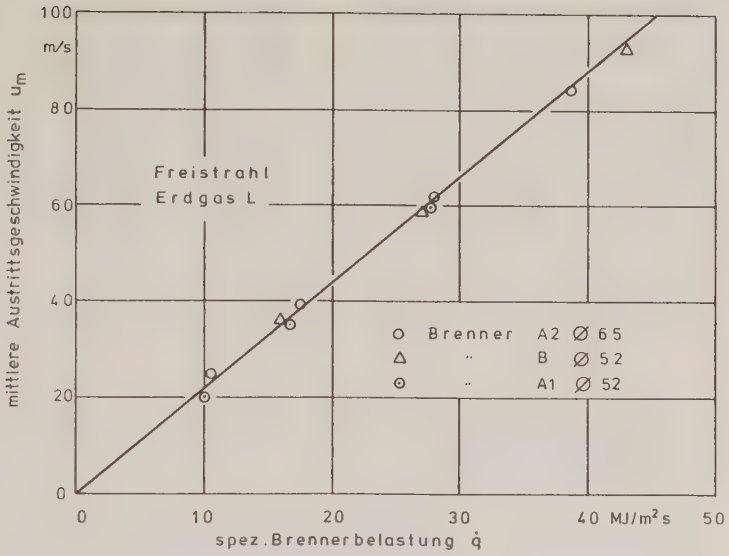

Bild 23: Mittlere Austrittsgeschwindigkeit der Abgase in Abhängigkeit von der spez. Brennerbelastung

5.3 Einfluß des Ausbrandverlaufs auf die Geräuschemission

Der Ausbrand des Brenngases muß an der Brennermündung nahezu abgeschlossen sein, um hohe Austrittsgeschwindigkeiten zu erzielen. Erreicht wird dies mit einer intensiven Vermischung von Brenngas und Verbrennungsluft an der Mischeinrichtung. Die Umschließung der Flamme im Brennerstein beschleunigt die Verbrennungsreaktion noch, die in Wandnähe besonders intensiv ist. Um hervorzuheben, daß die Verbrennungsgeräusche vorwiegend in der Reaktionszone entstehen und das Strahlgeräusch des Abgasstrahls hierzu nur wenig beiträgt, wurde an zwei Brennern der Mündungsdurchmesser des zylindrischen Brennersteins entsprechend Bild 24 eingezogen. Mit kleinerer Austrittsfläche erhöh-

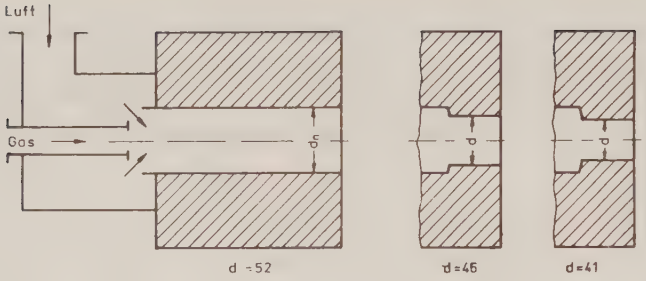

Bild 24: Tunnelbrenner mit verschieden großen Brennersteinöffnungen

te sich bei gleichbleibender Brennerbelastung die mittlere Austrittsgeschwindigkeit der Abgase. Der Schalldruckpegelverlauf in Bild 25 zeigt, daß trotz erheblicher Geschwindigkeitszunahme der Schalldruckpegel nur wenig ansteigt. Der erhöhte

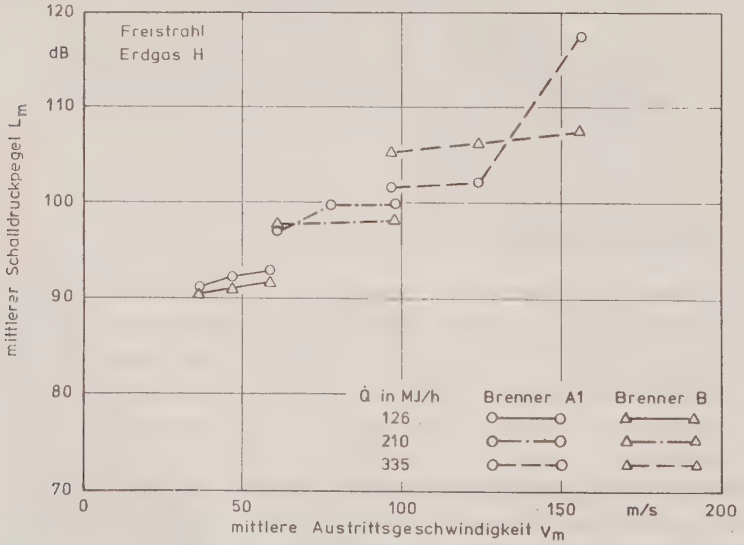

Bild 25: Mittlerer Schalldruckpegel an zwei Gasbrennern in Abhängigkeit von der Austrittsgeschwindigkeit der Abgase

Schalldruckpegel von Brenner A 1 in der höchsten Laststufe ist auf eine sehr unregelmäßige Verbrennung zurückzuführen. Aus den Ergebnissen folgt, daß die Brennergeräusche nicht dem v^8-Gesetz für die Geräuschemission von Freistrahlen folgen.

Der Einfluß des Ausbrandverlaufs im Brennerstein auf die Geräuschentstehung wurde am Brenner D untersucht. Die Mischeinrichtung des Brenners wurde hierzu so geändert, daß der in mehrere Einzelstrahlen aufgeteilte Brenngas-Luftvolumenstrom parallel, konvergent oder divergent zur Brennerachse gerichtet, in den Brennraum geführt werden konnte. Ein Prinzipbild der Mischeinrichtung zeigt Bild 26.

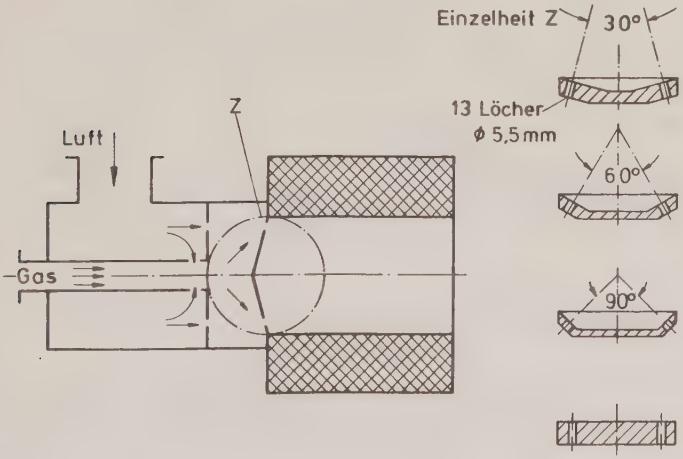

Bild 26: Gasbrenner mit verschiedenen Mischdüsen

Der Verlauf des Ausbrandes für verschiedene Strahlwinkel γ der Düsenstrahlen am Mischkopf ist Bild 27 zu entnehmen. Die Ausbrandkurven zeigen, daß der Reaktionsablauf mit dem Strahlwinkel zu beeinflussen ist. Ein größerer Strahlwinkel verkürzt die Rückströmung und erhöht die Turbulenz durch die Stauströmung im Treffpunkt der Strahlen. Bei kleinerem Strahlwinkel treffen die Strahlen in größerem Abstand vom Mischkopf aufeinander, die Flamme wird länger, wie auch die Rückströmzone.

Während der Rückstrom heißer Abgase die Flammengeschwindigkeit erhöht und so zur Verbesserung der Flammenstabilität beiträgt, wirkt sich die Turbulenz negativ auf den Stabilisierungsvorgang aus. Der Einfluß der Austrittsgeschwindigkeit der einzelnen Strahlen bleibt hierbei noch unberücksichtigt.

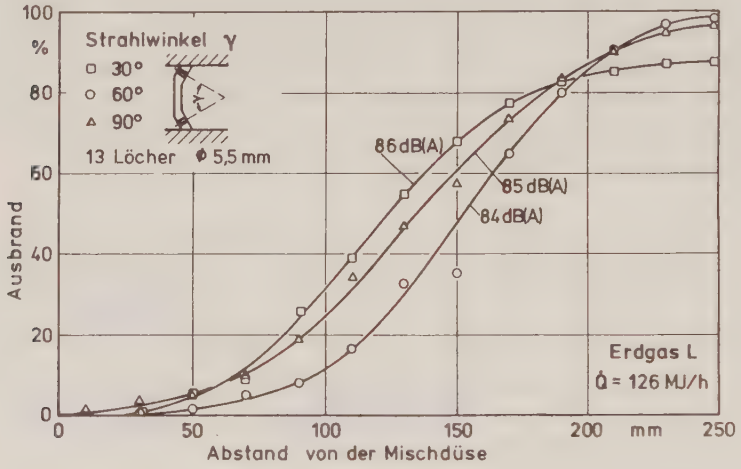

Bild 27: Ausbrandverlauf im Brennerstein eines Gasbrenners für verschiedene Strahlwinkel

Bemerkenswert ist die Zuordnung des Schalldruckpegels, gemessen in 1 m Abstand vom Brenner, zu den Ausbrandkurven. Mit dem Strahlwinkel $\gamma = 60^{\circ}$ wird der maximale Ausbrand an der Brennermündung erzielt, und gleichzeitig stellt sich der niedrigste Schalldruckpegel ein. Dieses Verhalten ist mit dem Einfluß der Rückströmung auf die Verbrennungsintensität zu erklären. Wie Lenze [59] an isothermen konzentrischen Strahlen feststellte, bewirkt die Rückströmung eine Erhöhung der Temperaturen von Brenngas und Verbrennungsluft am Flammenanfang und somit eine höhere Flammengschwindigkeit und bessere Flammenstabilität. Geringere Schwankungen der Verbrennungsintensität senken das Verbrennungsgeräusch, hierauf wird im nächsten Abschnitt noch näher eingegangen.

Auch die Auswirkung einer divergenten Anordnung der Strahlen auf die Geräuschentstehung wurde untersucht. In Bild 28 sind die Schalldruckpegel für verschiedene Strahlwinkel angegeben. Mit divergenten ebenso wie mit konvergenten Strahlen wurden gegenüber der Anordnung mit parallelen Strahlen Verbesserungen bis zu 6 dB (A) erzielt. Da bei divergenter Anordnung der Strahlen die Innenwand des Brennersteins durch die auftreffenden Strahlen mechanisch mehr beansprucht wird, ist die konvergente Ausführung vorzuziehen.

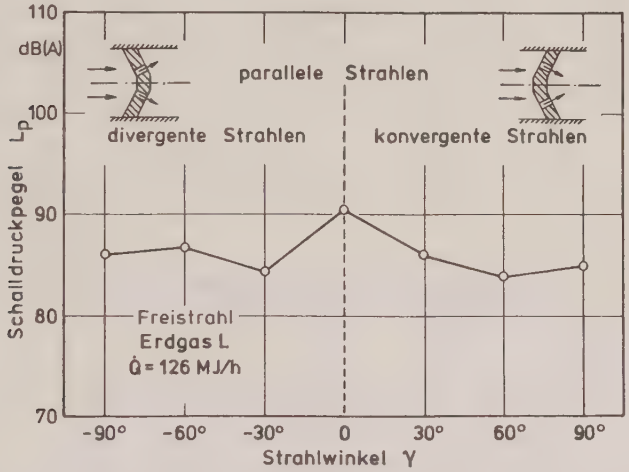

Bild 28: Schalldruckpegel an einem Gasbrenner bei konvergenter und divergenter Ausrichtung der Einzelstrahlen am Mischkopf

5.4 Brennergeräusche durch instabile Verbrennung

Zeitliche Schwankungen im Schalldruckpegel von Gasbrennern sind auf Unregelmäßigkeiten im Verbrennungsablauf zurückzuführen. Als Ursachen lassen sich z.B. nichtperiodische Schwankungen in der Brenngas- und Luftzufuhr oder das Wandern der Flammenfront im Brenner nennen. In Bild 29 ist der zeitliche Verlauf des Schalldruckpegels für einen instabil brennenden Gas-

brenner aufgezeichnet. Die Schwankungen betragen innerhalb weniger Sekunden bis zu 14 dB.

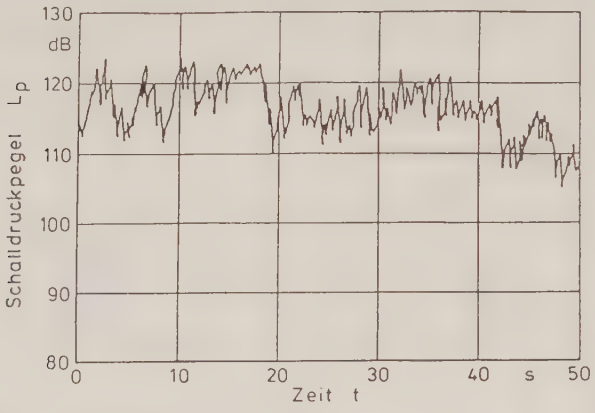

Bild 29: Zeitlicher Schalldruckpegelverlauf eines Gasbrenners bei instabiler Verbrennung

Zur Beurteilung der Stabilität von Brennern können Stabilitätsdiagramme aufgestellt werden, die den Arbeitsbereich eines Brenners in Abhängigkeit von der Brennerbelastung und der Luftzahl angeben. Es ist aber auch durch eine Schallanalyse eine Aussage über die Stabilität von Brennern und den Erfolg von Stabilisierungsmaßnahmen möglich.

Mit dem Ziel, die Flammenstabilität zu verbessern bzw. den Schalldruckpegel zu senken, wurden an den Versuchsbrennern A, B und C verschiedene Änderungen der Brenngas- und Luftdüsen sowie des Flammenhalters vorgenommen. In der Ausgangssituation weisen die Gasbrenner die in Bild 30 gezeigte Abhängigkeit des Schalldruckpegels von der auf den Brennerdurchmesser bezogenen Brennerbelastung auf. Die Schalldruckpegel differieren für den gleichen Belastungszustand bis zu 10 dB. Nach Verbesserung der

Flammenstabilität durch konstruktive Änderungen an den Brennern wird ein Zustand entsprechend Bild 31 erreicht.

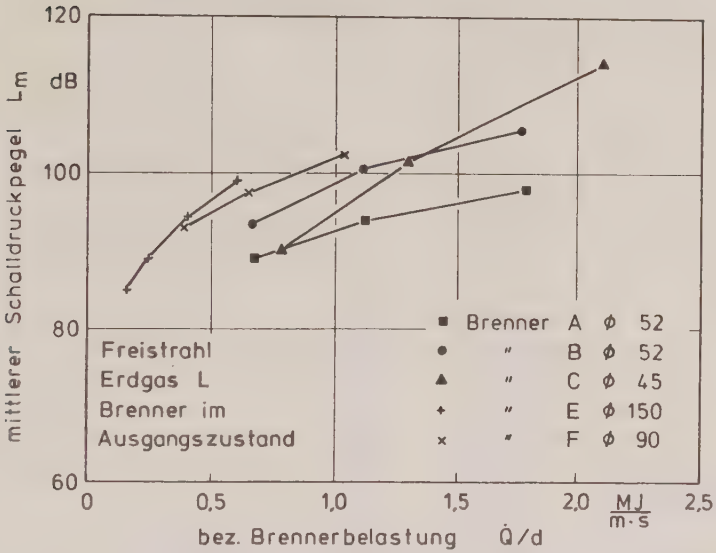

Bild 30: Mittlerer Schalldruckpegel verschiedener Gasbrenner in Abhängigkeit von der bezogenen Brennerbelastung im Ausgangszustand

Für die Beurteilung der Eingangsgrößen, wie z.B. Eintrittsimpuls und Re-Zahl, die bei der Auswertung der Ergebnisse in Abschnitt 5.9 berücksichtigt werden, sind Kenntnisse von Details der Brennermischeinrichtungen erforderlich. Hierzu folgen kurze Beschreibungen der Brenneränderungen.

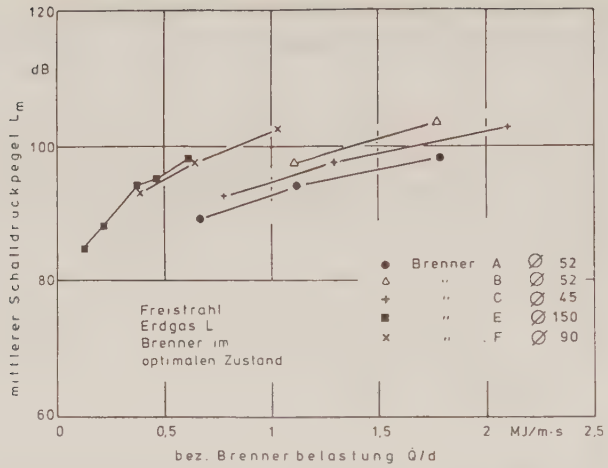

Bild 31: Mittlerer Schalldruckpegel verschiedener Gasbrenner nach Stabilisierungsmaßnahmen

Brenner A

Bereits vor dem Flammenhalter wird das Brenngas mit der Verbrennungsluft vermischt und über acht Kanäle in den Brennraum geführt. Die Eintrittsgeschwindigkeit ist vom Massenstrom und der Schlitzbreite des Flammenhalters abhängig. Der Flammenhalter wurde entsprechend Bild 32 geändert. Der Zustand des Abgases an der Brennermündung blieb nahezu gleich. Der mittlere Schalldruckpegel erhöhte sich mit Änderung der Schlitzbreite von 12 mm auf 9 mm um 6 dB, Bild 33. Noch engere Schlitze ergaben demgegenüber wieder eine Reduzierung des Schalldruckpegels um 2 dB. Ohne daß der Ausbrandverlauf und die Rückströmung im Bereich der Mischeinrichtung näher untersucht wurde, lassen sich die Ergebnisse durch zwei in ihren Auswirkungen gegenläufige Einflüsse erklären. So führt eine höhere Eintrittsgeschwindigkeit der Strahlen zu einer Zunahme der turbulenten Vermischung und zu einer unruhigen Verbrennung.

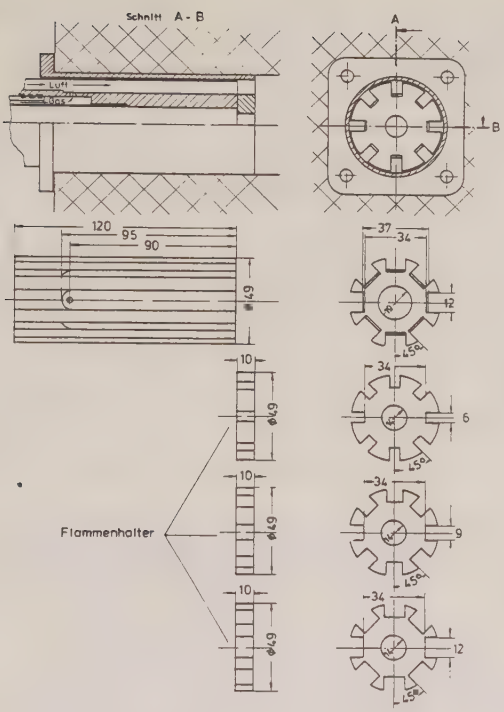

Bild 32: Konstruktive Änderungen am Brenner A

Andererseits bewirkt die größere Fläche des Flammenhalters eine Ausweitung der Rückströmzone und damit eine bessere Flammenstabilisierung. Die ungünstigste Kombination beider Einflüsse ergab die Schlitzbreite von 9 mm.

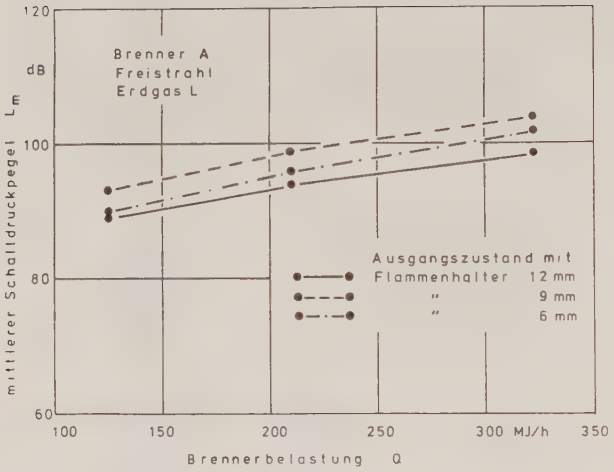

Bild 33: Schalldruckpegel von Brenner A für verschiedene Flammenhalter in Abhängigkeit von der Brennerbelastung

Brenner B

Die turbulente Vermischung kann, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, durch Verändern der Anstellwinkel der Gasstrahlen beeinflußt werden oder auch mit der Eintrittsgeschwindigkeit bzw. dem Eintrittsimpuls von Brenngas und Verbrennungsluft in den Brennraum. Hierzu wurde brenngasseitig der Gasdüsendurchmesser verkleinert, Bild 34. Der mit kleineren Düsen verbundene höhere Druckverlust läßt die Rückwirkung von Druckschwankungen in der Brennkammer auf den Massenstrom an der Düse geringer werden,und die Flammenstabilität nimmt zu, während gleichzeitig die Neigung zur schwingenden Verbrennung zurückgeht. Entsprechende Modifikationen mußten an diesem Industriebrenner

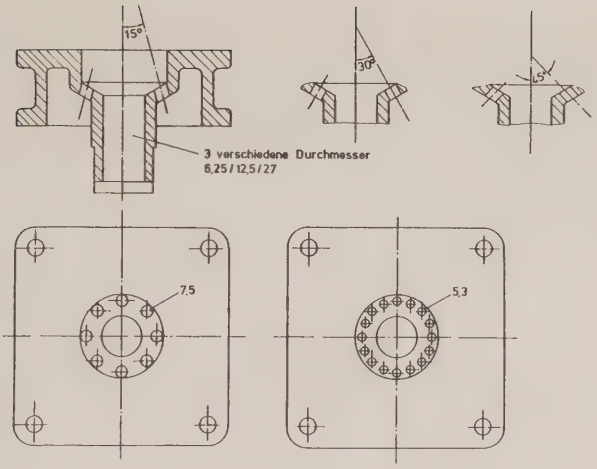

Bild 34: Konstruktive Änderungen am Brenner B

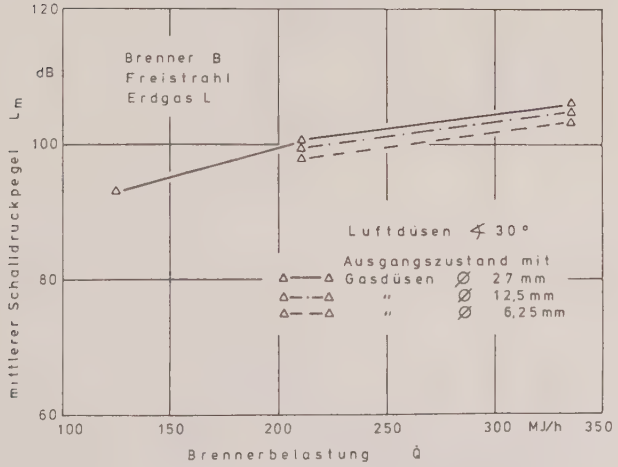

Bild 35: Schalldruckpegel von Brenner B für verschiedene Gasdüsendurchmesser in Abhängigkeit von der Brennerbelastung

auch bei der Verbrennung von mit Sauerstoff angereicherter Luft vorgenommen werden, siehe Abschnitt 5.6. Der Schalldruckpegel ändert sich mit dem Gasdüsen-Ø, wie in Bild 35 dargestellt, nur wenig. Eine Aufteilung der Luftdüsen auf z.B. doppelte Anzahl unter Beibehaltung des Austrittsimpulses führte zu keinem besseren Ergebnis.

Brenner C

Der Brenner C hatte im Ausgangszustand vier Brenngasdüsen, Schnitt A - B in Bild 36. Im Betrieb mit Erdgas ergab sich mit steigender Belastung ein langsamerer Ausbrand. Die Austrittstemperatur nahm ab, und der Brenner neigte bereits bei geringen Luftzahländerungen zum Schwingen. Mit einer umlaufenden Schlitzdüse und einem Strömungswiderstand in der Gas-

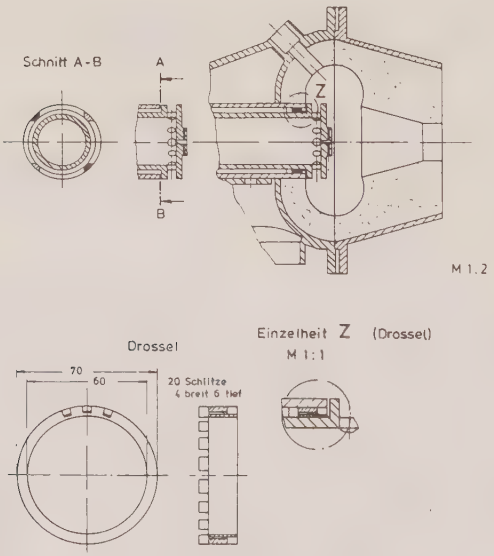

Bild 36: Konstruktive Einzelheiten und Änderungen am Brenner C

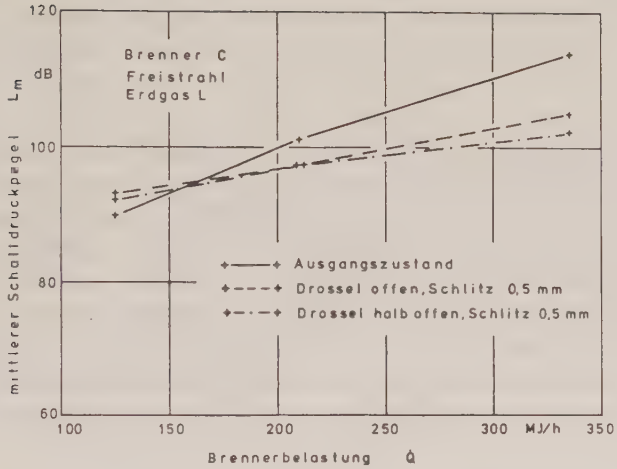

Bild 37: Schalldruckpegelverlauf von Brenner D bei verschiedenen konstruktiven Änderungen

zuleitung, siehe Einzelheit Z in Bild 36, wurde die Vermischung von Brenngas und Verbrennungsluft verbessert und die Verbrennung stabilisiert.

In Bild 37 sind die mittleren Schalldruckpegel für zwei Einstellungen des Strömungswiderstandes und der Ausgangszustand in Abhängigkeit von der Brennerbelastung dargestellt. Am günstigsten wirken sich die Maßnahmen im Nennlastbereich aus. Hier ist der Brenner mit einem 11 dB niedrigeren Schalldruckpegel nur noch halb so laut.

5.5 Einfluß des Brenngases auf die Geräuschemission

Verschiedene Brenngaseigenschaften wie unterschiedlicher Heizwert oder Flammengeschwindigkeit führen auch zu anderen Stabilitäts- und Geräuschverhalten von Gasbrennern. Vor allem der Einfluß auf die Geräuschemission sollte am Beispiel von Wasserstoff- und Erdgasflammen untersucht werden. Frühere Versuche an Laborflammen [72] ergaben für beide Brenngase erhebliche Unterschiede im Frequenzspektrum und in der Richtcharakteristik. Dies wurde im wesentlichen auf die höhere Flammengeschwindigkeit des Wasserstoffs zurückgeführt. In Bild 38 ist die laminare Flammengeschwindigkeit für Wasserstoff, Methan und Gemische dieser Brenngase dargestellt. Die Flammengeschwindigkeit von Erdgas kann in erster Annäherung der von Methan gleichgesetzt werden. Für Methan liegt demnach die maximale Flammengeschwindigkeit sehr nahe dem Wert bei stöchiometri-

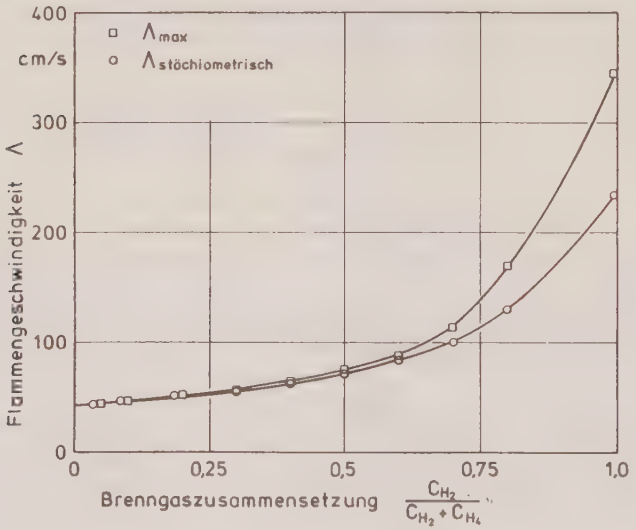

Bild 38: Änderung der laminaren Flammengeschwindigkeit von Wasserstoff/Methan-Gemischen in Abhängigkeit von der Wasserstoffkonzentration [73]

scher Zusammensetzung. Bei den Wasserstoff-Methan-Gemischen divergieren beide Werte mit zunehmendem Wasserstoffanteil. Die Flammengeschwindigkeit für das stöchiometrische Brenngasluft-Gemisch liegt hier deutlich niedriger als die maximal erreichbare Flammengeschwindigkeit Λ_{max}, die bei Brenngasüberschuß erzielt werden kann [73].

Mit höherer Flammengeschwindigkeit rückt, wie Temperatur- und Konzentrationsmessungen zeigen, die Reaktionszone näher zur Mischeinrichtung von Brenngas und Verbrennungsluft, und die Verbrennungsintensität nimmt zu. Für Mischgase aus Wasserstoff und Methan bzw. Erdgas kann ein ähnlicher Zusammenhang angenommen werden. Werden solche Gasgemische in Tunnelbrennern eingesetzt, so ist ein Anstieg des mittleren Schalldruckpegels zu verzeichnen, Bild 39.

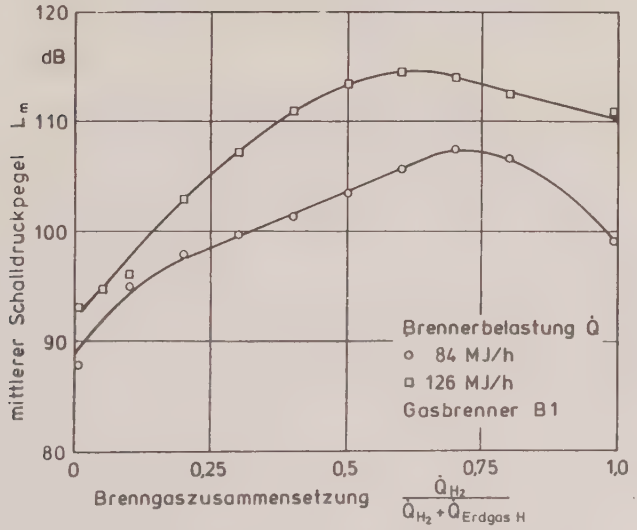

Bild 39: Einfluß der Brenngaszusammensetzung von Wasserstoff-Erdgas-Gemischen auf den mittleren Schalldruckpegel bei stöchiometrischer Verbrennung für verschiedene Brennerbelastungen

Hiernach steigt der Schalldruckpegel, gemessen in 1 m Entfernung, zunächst mit dem Wasserstoffgehalt im Brenngasgemisch an, um nach Erreichen eines Maximums wieder abzufallen. Die reine Wasserstoffflamme bleibt aber noch erheblich lauter als die Erdgasflamme. An ausgewählten Frequenzspektren, Bild 40,

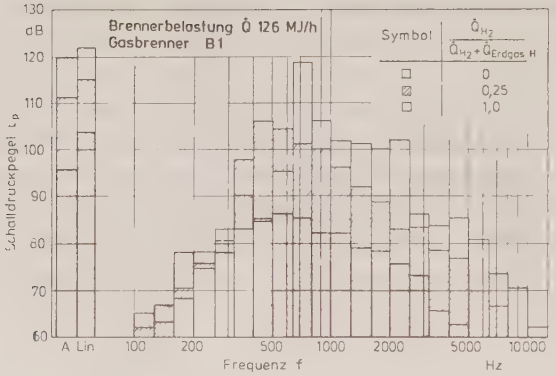

Bild 40: Terzspektren des Verbrennungsgeräusches für verschiedene Wasserstoff-Erdgasgemische

wird deutlich, daß die Schallpegelzunahme hauptsächlich im Bereich höherer Frequenzen zwischen 500 Hz und 800 Hz erfolgt. Der Unterschied zwischen A-bewertetem und linearem Schalldruckpegel ist in diesem Frequenzbereich nicht gravierend, so daß sich die Werte annähern. Die Schmalbandanalyse der gleichen Geräusche zeigt einen dominierenden Frequenzanteil, der in Frequenz und Amplitude mit dem Wasserstoffanteil im Brenngas zunimmt. Diese diskreten Frequenzen entsprechen der Eigenfrequenz des Tunnelbrenners, Bild 41. Der Frequenzanstieg ist auf die höhere Flammentemperatur zurückzuführen, die sich mit zunehmendem Wasserstoffgehalt einstellt. Mit der Temperatur erhöht sich die Schallgeschwindigkeit nach Gleichung (62).

$$c = \sqrt{\frac{K \cdot R \cdot T}{M}} \qquad (62)$$

Außer der Temperatur ist die gleichzeitige Änderung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen κ, das nach der Mischungsregel gefunden wird, und die Änderung des Molekulargewichtes M zu berücksichtigen.

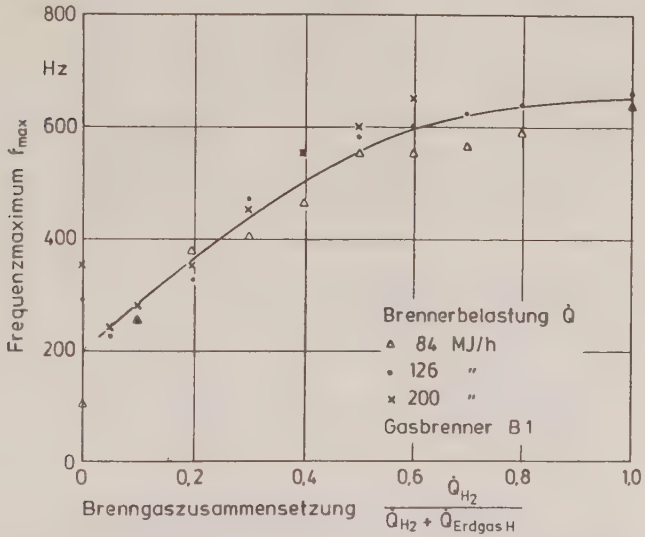

Bild 41: Änderung der Eigenfrequenz eines Tunnelbrenners in Abhängigkeit vom Wasserstoffanteil in einem Wasserstoff-Erdgas-Gemisch

Wird bei gleichem Wasserstoff-Erdgas-Gemisch die Belastung des Brenners erhöht, Bild 42, so findet eine Verstärkung des Verbrennungsgeräusches statt, ohne daß eine wesentliche Frequenzverschiebung eintritt, Bild 43.

Die Geräuschspektren der Bilder 40 und 42, 43 und 44 entsprechen dem Betriebszustand nach dem Aufwärmen der keramischen Tunnelwand.
Im Anfahrzustand bei Raumtemperatur wird den Abgasen mehr Wärme entzogen und entsprechend liegt die Eigenfrequenz des Brenners niedriger.

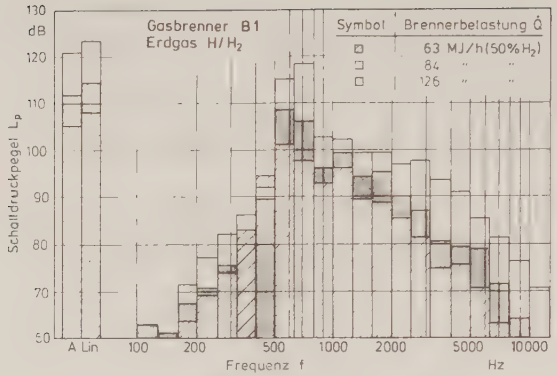

Bild 42: Terzspektren des Verbrennungsgeräusches für ein Wasserstoff-Erdgas-Gemisch bei verschiedenen Brennerbelastungen

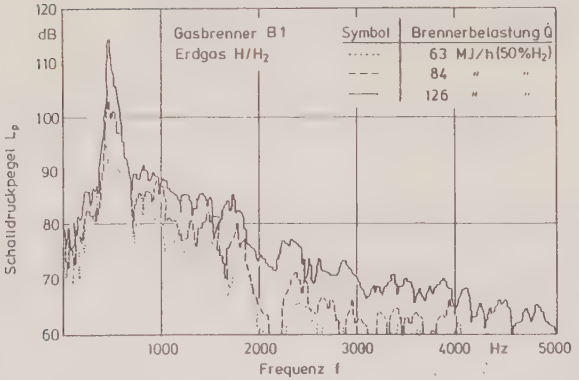

Bild 43: Geräuschspektren des Verbrennungsgeräusches eines Wasserstoff-Erdgas-Gemisches bei verschiedenen Brennerbelastungen

Die Anregung des Brenners zum Schwingen ist auf eine selbsterregte Schwingung zurückzuführen, die durch das Zusammenwirken von Mischeinrichtung des Brenners, der Flamme und dem zylindri-

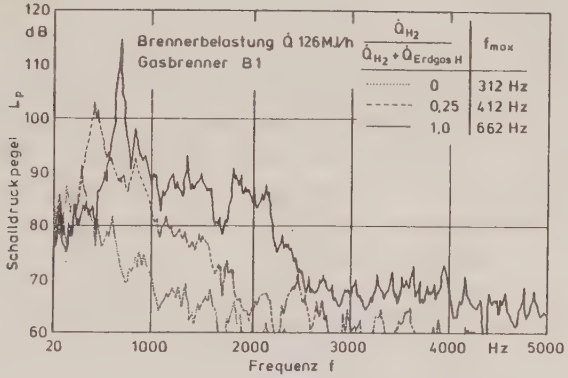

Bild 44: Geräuschspektren des Verbrennungsgeräusches für unterschiedliche Wasserstoffanteile an der Brennerbelastung

schen Brennraum möglich ist. Die Betriebsbedingungen, die für einen solchen Anregungsmechanismus erfüllt sein müssen, sind bekannt [45]. Bereits von Putnam und Mitautoren [41, 74] wird darauf hingewiesen, daß für das Auftreten selbsterregter Schwingungen der Einfluß der Brenngasart und die hiervon abhängige Zeitverzögerung zwischen Mischen und Verbrennen der beteiligten Komponenten von Bedeutung ist. Verschiedene Arbeiten befassen sich mit Stabilitätsuntersuchungen selbsterregter Schwingungen, und es werden Maßnahmen genannt, um diese Schwingungen zu beseitigen [43, 47].

Als wirkungsvolle Maßnahmen sind zu nennen:

a) Die Flammenlänge vergrößern, hierzu den Ausbrandverlauf ändern, z.B. durch Verändern der Mischeinrichtung für Brenngas und Verbrennungsluft oder durch Zugabe von inerten Gasen zum Brenngas.

b) Die Brennerimpedanz erhöhen, z.B. durch höheren Druckverlust an der Mischeinrichtung.

c) Die Eigenfrequenz des Brenners erhöhen, im Fall des Tunnelbrenners z.B. durch Kürzen des Brennerkanals.

Die Zumischung von inerten Gasen z.B. Stickstoff N_2 zum Brenngas senkt den Heizwert und verringert die Flammengeschwindigkeit. Auf die selbsterregten Schwingungen wirkt diese Maßnahme dämpfend bzw. sie bleiben ganz aus. Außerdem ist eine Pegelabnahme des Schalldrucks im gesamten Spektrum des Verbrennungsgeräusches festzustellen, Bild 45. Als Nebenwirkung der Herabsetzung des Brenngasheizwertes ist eine geringere Abgastemperatur ϑ in Kauf zu nehmen, die Impulsstromdichte ρu^2 steigt dagegen leicht an. Über den gesamten Arbeitsbereich des Brenners wurde eine Absenkung des Geräuschpegels um 5 dB erreicht. Es ist anzunehmen, daß sich der Stickstoff durch äußere Abgasrückführung substituieren läßt.

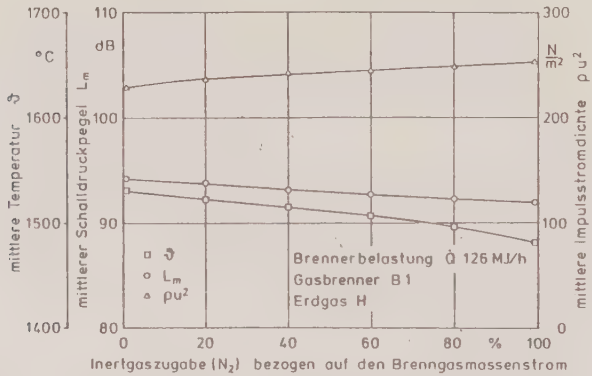

Bild 45: Reduzierung des Verbrennungsgeräusches durch Inertgaszugabe (N_2) zum Brenngas

5.6 Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft

Für Wärm- und Wärmebehandlungsprozesse, die eine höhere Flammentemperatur erfordern als sie sich bei der Verbrennung des Brenngases mit Luft einstellt , wird der Verbrennungsluft Sauerstoff zugegeben bzw. die Luft ganz durch Sauerstoff ersetzt. Die damit bei Erdgas zu erzielenden adiabaten Flammentemperaturen steigen um ca. 800 °C an. Der Brenner B mußte für diese Versuche entsprechend Bild 46 geändert werden.

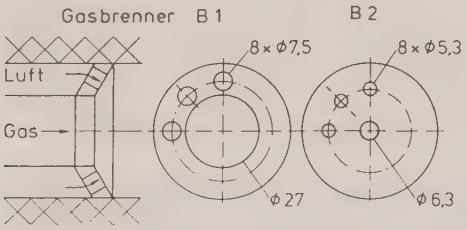

Bild 46: Änderung des Brenners B für den Betrieb mit Sauerstoff

Die untersuchten Gasbrenner zeigten beim Einsatz von mit Sauerstoff angereicherter Luft ein in der Tendenz ähnliches Verhalten in der Geräuschpegelerhöhung, Bild 47. Wie schon zuvor bei der Wasserstoffanreicherung des Erdgases traten auch hier infolge der höheren Flammentemperatur selbsterregte Schwingungen auf, die sich dem Verbrennungsgeräusch überlagerten und den Geräuschpegel ansteigen ließen. Der Gasbrenner D konnte mit 31,7 % O_2 in der Verbrennungsluft nicht mehr betrieben werden, da starke Schwingungen zum Abheben der Flamme führten. Auch der Brenner B1 brannte mit höherem Sauerstoffanteil nicht mehr stabil und mußte modifiziert werden. Durch Erhöhen des Druckverlustes der Luftzuführung wurde die Impedanz so groß, daß der Brenner mit Sauerstoff von 20,9 % (Luft) bis 100 % O_2 über einen größeren Regelbereich wieder stabil brannte. Während der

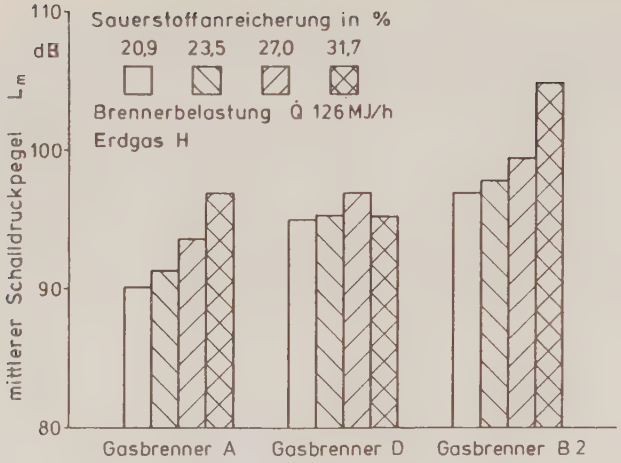

Bild 47: Einfluß der Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft auf die Geräuschemission der untersuchten Industriegasbrenner

Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Sauerstoffanteils in der Verbrennungsluft zunächst anstieg, nahm er nach Erreichen eines Maximums wieder ab und lag bei der Verbrennung mit reinem Sauerstoff unter dem Wert von Luft, Bild 48.

Das Abklingen der selbsterregten Schwingung ist darauf zurückzuführen, daß das Phasenkriterium nach Rayleigh nicht mehr erfüllt wird, welches fordert, daß die Wärme zur Anregung einer Schwingung dann zugeführt werden muß, wenn der Schalldruck ein Maximum hat. Höhere Flammengeschwindigkeiten infolge der Sauerstoffzugabe bewirken zwar kürzere Verzugszeiten, mit welcher die Schwingungsneigung gefördert wird, andererseits führt der geringere Massenstrom zu einer Abnahme des Turbulenzgrades in der Mischzone von Brenngas und Verbrennungsluft, was sich in einer längeren Flamme bemerkbar macht. In der längeren Flamme wirkt sich eine Störung des Brenngasmassenstroms weniger aus, die Schwingungsneigung nimmt ab.

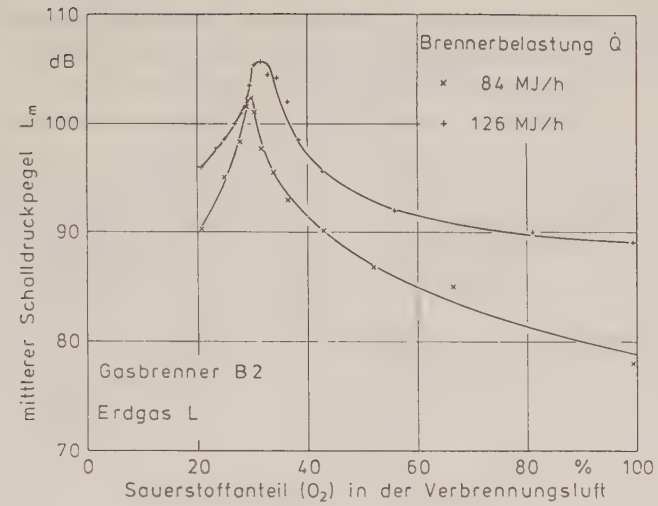

Bild 48: Änderung des mittleren Schalldruckpegels in Abhängigkeit von der Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft für verschiedene Brennerbelastungen

5.7 Verbrennung mit Luftvorwärmung

Die Luftvorwärmung durch Wärmeaustausch mit dem Abgas zur Erhöhung der Flammentemperatur oder zur Wärmerückgewinnung ändert das Geräuschverhalten von Gasbrennern, Bild 49. Wie schon zuvor bei der Zumischung von Wasserstoff und Sauerstoff zum Verbrennungsprozeß beschrieben, so werden auch bei der Luftvorwärmung selbsterregte Schwingungen festgestellt. Mit steigender Verbrennungslufttemperatur ϑ ändert sich die Eigenfrequenz des Brenners zu höheren Frequenzen hin. Der mittlere Schalldruckpegel des Verbrennungsgeräusches liegt bei 600 °C Lufttemperatur um 10 bis 12 dB höher gegenüber der Verbrennung mit Kaltluft. Die Schalldruckamplituden, die im Bereich der Eigenfrequenz des Brenners auftreten, heben sich mit steigendem O_2-Gehalt der Verbrennungsluft immer deutlicher vom breitbandigen Verbrennungsgeräusch ab, auch sind zum Teil Ober-

schwingungen zu registrieren. Die zuvor genannten Maßnahmen zum Abstellen selbsterregter Schwingungen lassen sich auch hier anwenden.

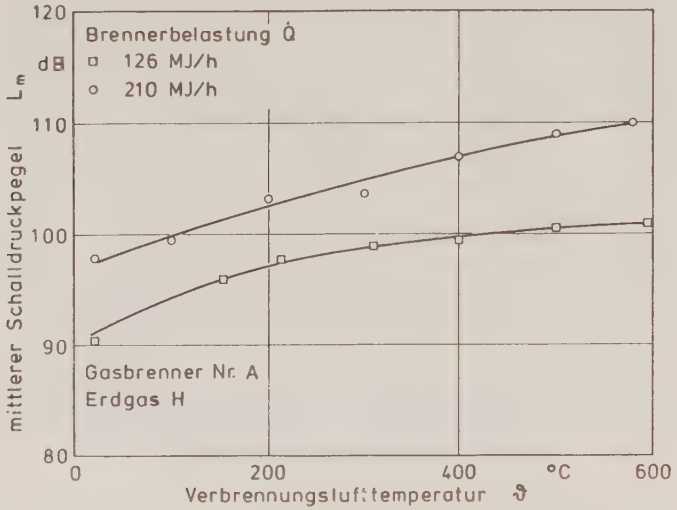

Bild 49: Abhängigkeit des mittleren Schalldruckpegels eines Industriegasbrenners von der Temperatur der Verbrennungsluft

5.8 Brennergeräusch von mehreren parallel betriebenen Brennern

Die Beheizung von Wärm- und Wärmebehandlungsöfen erfolgt in größeren Öfen mit mehreren Brennern. Die Ofenraumtemperatur wird durch Zu- und Abschalten der Brenner oder durch Änderung der Brennerbelastung geregelt. Größere Ofeneinheiten mit kontinuierlichem Durchsatz des Wärmgutes müssen oft in Temperaturzonen unterteilt werden, in denen sich mit getrennt regelbaren Brennergruppen unterschiedliche Temperaturen einstellen lassen. Je nach Ofenkonstruktion befinden sich die Brenner in den Längs- oder Stirnseiten des Ofens bzw. in der Ofendecke. Der Abstand der Brenner ergibt sich aus der Anzahl der erforderlichen Brenner, die nach Brennergröße und Ofenleistung zu bestimmen ist.

Mit der Wahl kleinerer Brenner sind mehr Brenner in kürzeren Abständen erforderlich. Für eine bestimmte Wärmebelastung, die in einem Ofen umzusetzen ist, kann die Anzahl der Brenner je nach Brennergröße unterschiedlich gewählt werden.

Um diese Verhältnisse im Ofen zu simulieren, wurden Vergleichsmessungen der Schalleistung an einem einzelnen Brenner und an Brennergruppen mit bis zu vier Brennern im Freistrahl über reflektierendem Boden vorgenommen. Die Meßpunkte für die Mikrofone lagen auf einer die Brenner umgebenden Hüllfläche, Bild 50, mit 1 m Abstand von der Brennermündung.

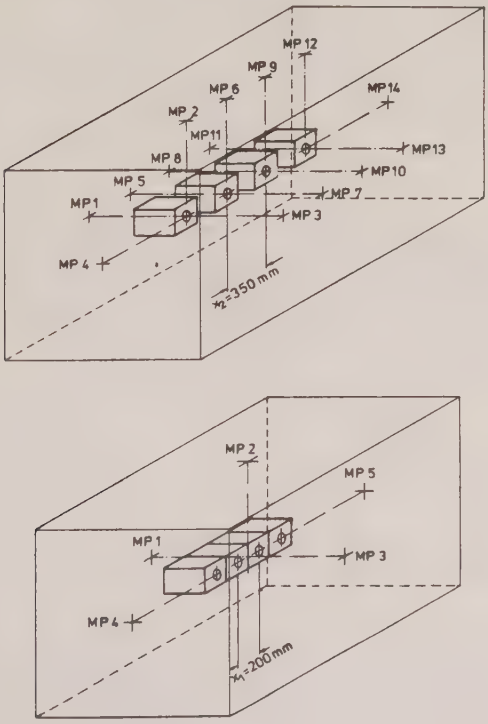

Bild 50: Anordnung der Meßpunkte für die Schalleistungsmessung

Der Schalleistungspegel L_p für den Einzelbrenner mit gleich großen Flächenelementen je Meßpunkt ist nach folgender Beziehung zu bestimmen:

$$L_p = L_m + L_S \quad dB \; . \tag{63}$$

Hierin ist L_m der Mittelungspegel auf der Meßfläche S nach Gleichung (60).

Das Meßflächenmaß L_S ergibt sich aus:

$$L_S = 10 \lg \frac{S}{S_0} \quad dB \tag{64}$$

S = Meßfläche in m^2

S_0 = Bezugsfläche 1 m^2

Werden mehrere Brenner zur gleichen Zeit betrieben und sind die dem Mikrofon zugeordneten Meßflächen unterschiedlich groß, so müssen die Schalldruckpegel gewichtet und mit den zugehörigen Meßflächen gemittelt werden:

$$L_m = 10 \lg \left[\frac{1}{S} \sum_{i=1}^{N} S_i \cdot 10^{0,1 L_i} \right] \quad dB \tag{65}$$

S_i = i-te Meßfläche

In Bild 51 ist der nach Gleichung (63) bis (65) berechnete Schalleistungspegel für einen bzw. mehrere gleichzeitig betriebene Brenner aufgetragen. Die Versuche wurden mit mehreren Brennerbelastungen durchgeführt. Die höchste Laststufe je Brenner entsprach hierbei aus versuchstechnischen Gründen etwa 60 % der Nennbelastung des einzelnen Brenners.

Für eine Belastungsverdoppelung an einem Brenner ist eine Erhöhung des Schalleistungspegels um 9 dB (A) festzustellen. Wird zu einem Brenner ein weiterer zugeschaltet, so erhöht sich der Schalleistungspegel um ca. 3,5 dB (A) und bei Zuschaltung von zwei auf vier Brenner nochmals um ca. 3,5 dB (A). Dieser Anstieg, der für alle Belastungsfälle zutrifft, liegt etwas höher als der theoretische Wert von 3 dB (A) für die Schalleistungsverdoppelung und ist auf den reflektierenden Boden zurückzuführen.

Ein weiterer Versuch sollte der Einfluß des Brennerabstandes von Brennergruppen auf die Geräuschemission erkennen lassen. Hierzu wurde der Abstand der Brenner von 200 mm - dieser Mindestabstand war durch die Brennerkonstruktion vorgegeben - auf 350 mm vergrößert. Der gemeinsame Betrieb von zwei und drei Brennern ergab bei größerem Brennerabstand etwas höhere Schalleistungspegel, Bild 51.

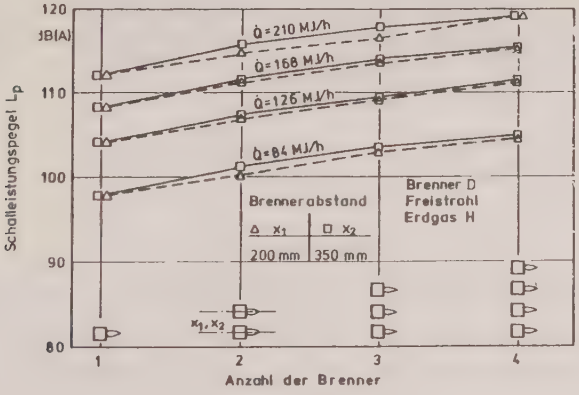

Bild 51: Schalleistungspegel einer Brennergruppe für unterschiedliche Brennerabstände

Eine Prognose über die Geräuschemission mehrerer Brenner ist nach diesem Ergebnis auch bei unterschiedlichen Brennerabständen möglich, wenn die Meßwerte eines einzelnen typgleichen Brenners bekannt sind.

Die Terzspektren des Verbrennungsgeräusches von einem und von vier gleichzeitig betriebenen Brennern sind in Bild 52 gegen-

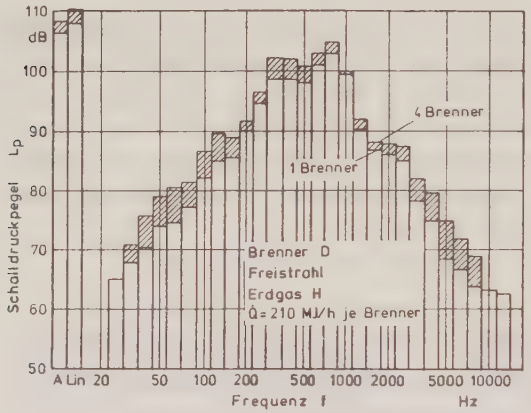

Bild 52: Gegenüberstellung der Frequenzspektren eines einzelnen Brenners und einer Brennergruppe

übergestellt. Der Meßpunkt befindet sich für beide Messungen in 0,5 m Entfernung unter 45 ^{o} vor der Brennermündung des Einzelbrenners bzw. eines der beiden äußeren Brenner in der Brennergruppe. Über alle Frequenzbereiche ist für den Betrieb mit vier Brennern eine Pegelerhöhung festzustellen. Das Pegelmaximum im Frequenzbereich verschiebt sich nicht. Die Geräuschcharakteristik bleibt unabhängig von der Anzahl der eingesetzten Brenner erhalten.

5.9 Rechnerische Darstellung der Ergebnisse

Wie zuvor in Abschnitt 3.2 ausgeführt, hat das Verbrennungsgeräusch eingeschlossen brennender Flammen Dipolcharakter, und nach Gleichung (46) ist der thermoakustische Wirkungsgrad von Dipolstrahlern prop. der dritten Potenz einer charakteristischen Geschwindigkeit U, so z.B. der Austrittsgeschwindigkeit v der Abgase aus dem Brenner.Für die Behandlung der Meßergebnisse mittels Dimensionsanalyse ist dieses Ergebnis eine wichtige Vorleistung.

Die wesentlichen Einflußgrößen auf die Schalleistung, die untersucht worden sind, lassen sich in folgender Relevanzliste zusammenfassen

$$P = f\ (\dot{Q},\ \dot{m}_L,\ \dot{m}_G,\ \dot{m}_{L+G},\Lambda,\ a,\ d,\ d_o,\ H_u,\ c_p,\ T_{Ad},\ T,\ c,\ v) \qquad (66)$$

In dieser Relevanzliste sind bis auf die beiden geometrischen Parameter d, d_o, alle übrigen physikalische Parameter.

Der Dimensionsbetrachtung dieser Relevanzliste liegt das pi-Theorem oder Buckinghamsches Theorem [75] zugrunde, nachdem sich eine dimensionsrichtige Gleichung als Beziehung zwischen einem vollständigen Satz dimensionsloser Zahlen schreiben läßt.

Daraus folgt, daß die Beziehung

$$f\ (\ x_1,\ x_2,\ \ldots\ ,\ x_n) = 0, \qquad (67)$$

in der x_1, x_2 ... beliebige dimensionsbehaftete Größen sind, in die Form

$$F\ (\ \Pi_1,\ \Pi_2,\ \Pi_3 \ldots\ ) = 0 \qquad (68)$$

gebracht werden kann, worin die Π_i-Größen dimensionslose Kennzahlen sind, die aus den x_i-Größen gebildet werden.

Alle pi-Sätze einer gegebenen Relevanzliste sind einander äquivalent. Für die Bestimmung der pi-Größen gibt es eine

umfangreiche Literatur, so z.B. die Arbeiten von Zierep [76], Görtler [77] und Pawlowski [78]. Danach folgt aus der in Gleichung (66) aufgeführten Relevanzliste im Dimensionssystem (Länge, Zeit, Masse, Temperatur und Wärmemenge) ein Satz unabhängiger pi-Größen:

$$\Pi_1 = \frac{d_o}{d} \quad , \quad \Pi_2 = \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_L} \quad , \quad \Pi_3 = \frac{\dot{Q}}{v \cdot H_u \cdot d^2} \quad ,$$

$$\Pi_4 = \frac{\Lambda}{v} \quad , \quad \Pi_5 = \frac{c_p \cdot T_{Ad}}{H_u} \quad , \quad \Pi_6 = \frac{T}{T_{Ad}} \quad ,$$

$$\Pi_7 = \frac{a}{d \cdot v} \quad , \quad \Pi_8 = \frac{c}{v} \quad , \quad \Pi_9 = \frac{\dot{m}_{L+G}}{\dot{m}_L} \quad ,$$

$$\Pi_{10} = \frac{p}{c^2 \cdot \dot{m}_{L+G}} \quad . \qquad (69)$$

Die pi-Größen π_4 und π_7 werden zur Damköhler-Zahl entsprechend Seite 9 zusammengefaßt, jedoch abweichend hiervon unter der Verwendung der turbulenten Flammengeschwindigkeit Λ_t

$$Da = \frac{\Lambda_t^2 \cdot d}{a \cdot v} \quad . \qquad (70)$$

Die Damköhler-Zahl ist typisch für Nichtgleichgewichtsvorgänge der Verbrennung. Die Verzögerung bis zur Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichts, die Relaxation, wird in der Damköhler-Zahl mit dem Verhältnis von charakteristischen Zeitmaßstäben für Flammenausbreitung und Relaxation berücksichtigt.

Ist D >> 1 tritt thermodynamisches Gleichgewicht unverzüglich ein. Dies trifft für Vormischflammen mit kleinen Reaktionszonen im Vergleich zur Flammengröße zu. Die Damköhler-Zahl wurde von Strahle [17 bis 20] in seinen Untersuchungen zum thermoakustischen Wirkungsgrad von Vormischflammen verwendet, siehe Gleichung (9).

In den hier betrachteten Diffusionsflammen ist die Voraussetzung kleiner Reaktionszonen mit den hohen Reaktionsdichten teilweise erfüllt und die Damköhler-Zahl deshalb zu berücksichtigen.

Die je Massenelement zugeführte Reaktionswärme ist von der Brenngaszusammensetzung abhängig, Abschnitt 5.5, und wird in Gleichung (69) mit

$$\Pi_5 = \frac{c_p \cdot T_{Ad}}{H_u}$$

berücksichtigt.

Die turbulente Flammengeschwindigkeit in Gleichung (70) wird näherungsweise nach der von Bollinger und Williams [79] angegebenen Beziehung berechnet

$$\frac{\Lambda_t}{\Lambda_1} = 0{,}18\ d_o^{\,0{,}28}\ Re_o^{\,0{,}24} \quad (d_o \text{ in cm}) \ . \qquad (71)$$

Die Flammengeschwindigkeit wurde mit dem Brenngas, Abschnitt 5.5, der Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft und mit der Luftvorwärmung variiert, Abschnitte 5.6 und 5.7.

Die Luftvorwärmung geht über die pi-Größe Π_6 in Gleichung (69)

$$\Pi_6 = \frac{T}{T_{Ad}} = G,$$

dem Verhältnis der absoluten Eintrittstemperatur T zur adiabaten Flammentemperatur T_{Ad} , in die Berechnung der Schalleistung ein.

Änderungen im Verhältnis der Massen- und Impulsströme von Brenngas und Verbrennungsluft z.B. als Folge eines geringen Inertgasanteiles der Verbrennungsluft durch Sauerstoffanreicherung oder Verbrennung mit Luftmangel bzw. Luftüberschuß, werden mit der pi-

Größe Π_2 in Gleichung (69) berücksichtigt

$$\Pi_2 = \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_L} = F \quad .$$

Die pi-Größen Π_1 und Π_9 ergeben zusammengefaßt den Rückströmungsparameter θ nach Thring und Newby [60]

$$\Pi_1 \cdot \Pi_9 = \frac{\dot{m}_{L+G}}{\dot{m}_L} \cdot \frac{d_o}{d} = \theta \qquad (72)$$

Der Rückströmungsparameter beeinflußt den Ausbrandverlauf, siehe Abschnitt 5.3. In der Rückströmungszone nehmen Turbulenz und turbulente Austauschgrößen im Vergleich zu Freistrahlen stark zu. Mit der schnelleren Mischung im Strahlbereich steigt die Verbrennungsintensität an. Der unterschiedliche Eintrittsimpuls von Brenngas und Verbrennungsluft wird mit einem sogenannten Ersatzdurchmesser berücksichtigt, der aus den Massen- und Impulsströmen gebildet wird

$$d_{ers} = \frac{2\ (\dot{m}_L + \dot{m}_G)}{\sqrt{(\rho_L \cdot i_L + \rho_G \cdot i_G) \cdot \pi}} \qquad (73)$$

Änderungen der Dichten, z.B. bei Vorwärmung der Verbrennungsluft, gehen mit dem äquivalenten Treibgasdurchmesser in die Berechnung des Rückströmungsparameters ein

$$d_{äq} = d_o \sqrt{\rho_G / \rho_L} \quad . \qquad (74)$$

Die Kennzahl über den Einfluß der Wärmebelastung der Brenner auf die Geräuschemission wird aus den pi-Größen Π_3, Π_5, Π_6 und Π_8 gebildet

$$\frac{\Pi_3}{\Pi_5 \cdot \Pi_6 \cdot \Pi_8} = \frac{\dot{Q}}{c \cdot d^2 \cdot c_p \cdot T} \qquad (75)$$

Die experimentell ermittelten Zusammenhänge lassen sich darstellen als Funktion der pi-Größen nach Gleichung (69)

$$\frac{P}{c^2 \cdot \dot{m}_{L+G}} = f\left(\frac{d_o}{d}, \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_L}, \frac{\dot{Q}}{v \cdot H_u \cdot d^2}, \frac{\Lambda}{v}, \frac{c_p \cdot T_{Ad}}{H_u}, \frac{T}{T_{Ad}}, \frac{a}{d \cdot v}, \frac{c}{v}, \frac{\dot{m}_{L+G}}{\dot{m}_L}\right) \quad (76)$$

bzw. mit den neuen Kennzahlen nach Gleichung (70), (72) und (75)

$$\frac{P}{c^2 \cdot \dot{m}_{L+G}} = f\left(\frac{\dot{Q}}{c \cdot d^2 \cdot c_p \cdot T}, Da, \theta, F, G, \frac{H_u}{c_p \cdot T}\right) \quad (77)$$

Mit dem Ergebnis aus Abschnitt 3.2, daß die Schalleistung mit der dritten Potenz der Brennerbelastung ansteigt und einer multiplen Regressionsanalyse 1. Art der Meßergebnisse, siehe Sachs [80], läßt sich die Schalleistung darstellen als Funktion der Potenzprodukte der pi-Größen in Gleichung (77).

$$P = 5{,}8 \cdot 10^{-12} \cdot c^2 \cdot \dot{m}_{L+G} \left(\frac{\dot{Q}}{c \cdot d^2 \cdot c_p \cdot T}\right)^3 \cdot Da \cdot \theta \cdot F \cdot G^{1/2} \cdot \frac{H_u}{c_p \cdot T} \quad (78)$$

In Bild 53 sind die Meßergebnisse der Schalleistungsmessungen an den Brennern A bis D als bezogene Größen dimensionslos aufgetragen.

Für die drallstabilisierten Brenner E und F läßt sich infolge der unzureichenden Kenntnis der Rückströmungsverhältnisse von innerer und äußerer Rückströmung eine ähnliche allgemeine Darstellung der Meßergebnisse noch nicht geben.

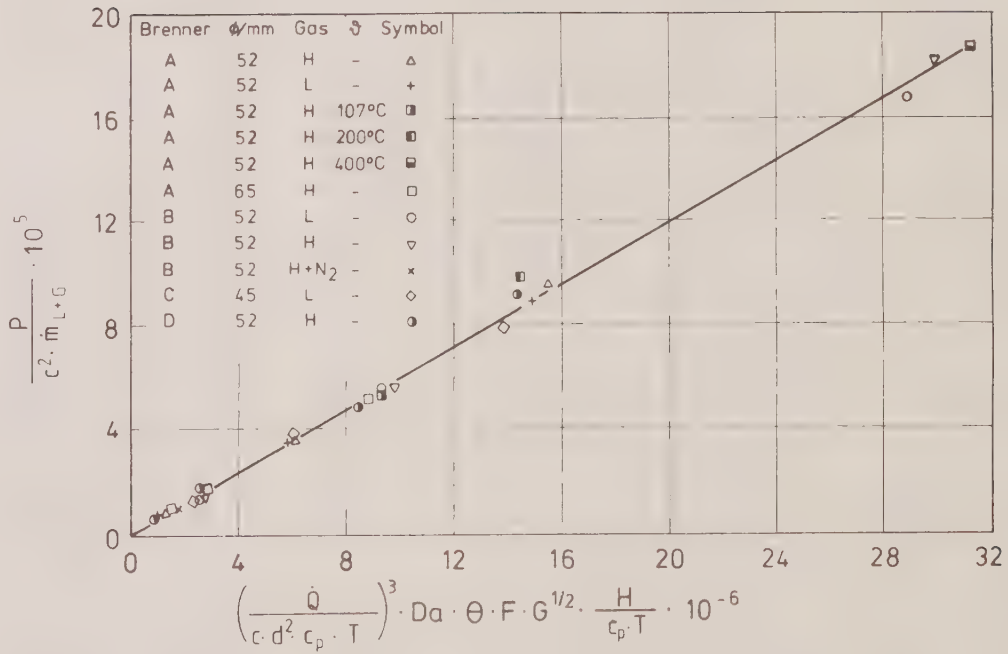

Bild 53:Bezogene Schalleistung verschiedener Brenner in Abhängigkeit von Brenner- und Betriebsparametern

6. Meßergebnisse am Industrieofen

An dem zuvor in Abschn. 4.5 beschriebenen Industrieofen wurde der Einfluß der Brennraumgeometrie auf die Geräuschemission und die Schalldämmung und -dämpfung der Ofenraumwände ermittelt.

6.1 Beschallung des Ofens mit Kunstschallquellen

Der Einfluß einer variablen Ofenraumgeometrie auf die Geräuschemission wurde zunächst bei Raumtemperatur untersucht. Die Gasbrenner wurden durch Lautsprecher simuliert, Bild 54. Die Anregung der Lautsprecher erfolgte über einen Tongenerator mit nachgeschaltetem Leistungsverstärker. Der Verstärker wurde so eingestellt, daß mittig vor den beiden Lautsprechern in 1 m Entfernung ein konstanter Schalldruckpegel von 110 dB vorlag. Nur bei sehr kleinen Ofenraumlängen ist der Ofeninnenpegel aufgrund der Reflexionen minimal angestiegen. Das Anregungsgeräusch bestand aus einem "Rosa Rauschen", das dadurch gekennzeichnet ist, daß die Pegel in allen Terzen gleich sind, d.h. die Energiedichte mit höheren Frequenzen abnimmt.

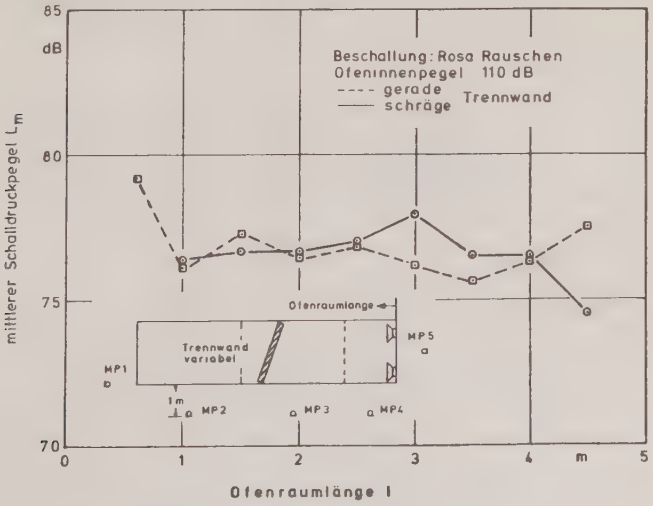

Bild 54: Schalldruckpegel am Ofen bei Beschallung mit einer Kunstschallquelle

Im Bild 54 ist der mittlere Schalldruckpegel am Ofen in Abhängigkeit von der Ofenraumlänge aufgetragen. Der mittlere Schalldruckpegel (Mittelwert von allen 5 Meßpunkten) liegt etwa bei 77 dB. Nur bei den sehr kleinen und den sehr großen Ofenraumlängen sind größere Abweichungen vom Mittelwert festzustellen. Dieser Verlauf ist auch charakteristisch für den Schalldruckpegel an den einzelnen Meßpunkten. Im Längenbereich um 3 m mit der schrägen Trennwand strahlt der Ofen ein um 2 dB höheres Geräusch ab. Bei mehr als 4 m Ofenraumlänge wird das Geräusch mit gerader Anordnung gegenüber schräger Anordnung der Trennwand lauter.

Auf die Terzspektren des abgestrahlten Geräusches wirkt sich die Schrägstellung der Trennwand im Ofen nur im unteren Frequenzbereich an, Bild 55. Von 300 Hz aufwärts unterscheiden sich die Pegel in den einzelnen Terzen nicht mehr wesentlich. In der Schmalbandanalyse (Bandbreite 25 Hz) ließen sich mehrere Eigenfrequenzen des Ofenraums sowohl bei gerader wie auch bei schräger Stirnwand nachweisen, die jedoch dem abgestrahlten Geräusch keine eindeutige Tonhaltigkeit aufprägten.

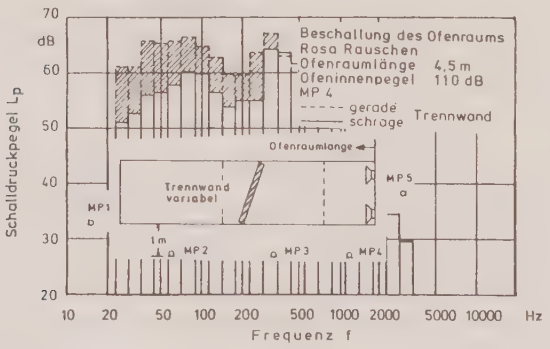

Bild 55: Terzspektren bei schräger und gerader Anordnung der Ofenwand

6.2 Einfluß der Ofenraumgeometrie auf den Schalldruckverlauf

Der Schalldruckpegel am Ofenraum ändert sich mit der Ofenraumlänge, wie es in Bild 56 dargestellt ist. Absolut liegen die Pegelwerte etwa 30 dB unter den Werten, die im Freistrahlversuch an den Gasbrennern gemessen wurden. Bei einer Ofenraumlänge von 4 m ergaben sich für drei Belastungsstufen des Brenners F die höchsten Schalldruckpegel. Dieser Anstieg des Schalldruckpegels bei einer Ofenraumlänge von 4 m war bei der Beschallung mit Lautsprechern, Bild 54, nicht festzustellen. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Eigenfrequenzen beim heißbetriebenen Ofen entsprechend der sich ändernden Schallgeschwindigkeit mehr als doppelt so hoch liegen wie bei den Beschallungsversuchen unter Raumtemperatur. Es wird hier eine Resonanz des Ofenraums bewirkt. Eine selbsterregte Schwingung würde mit Änderung der Ofenraumlänge nicht wieder verschwinden, sondern nur ihre Frequenz ändern.

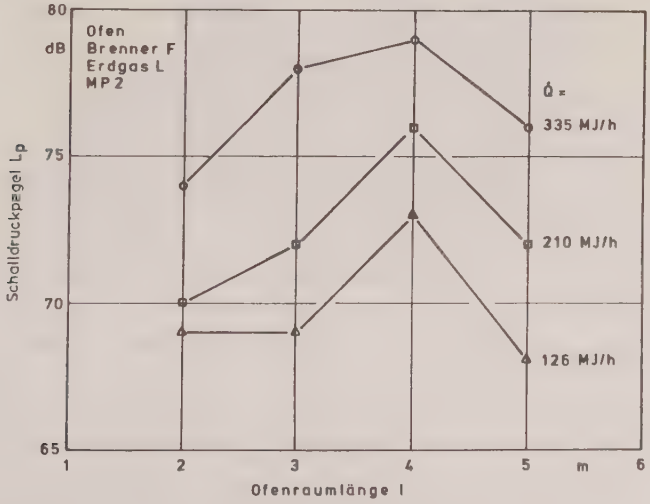

Bild 56: Schalldruckpegel am Ofen bei unterschiedlicher Ofenraumlänge und Brennerbelastung

Im Bild 57 sind die Terzspektren des Brenners E - am Freistrahlprüfstand und am Ofen aufgenommen - wiedergegeben. Der Frequenzbereich bis 2000 Hz wird durch die Ofenraumwände etwa um 30 dB gedämmt. Der darüber liegende Frequenzbereich dürfte noch höher gedämmt sein, dies konnte jedoch wegen des anstehenden Grundgeräuschpegels nicht nachgewiesen werden. Die hervorragenden Terzen bei 50, 100 und 200 Hz sind auf Geräusche der Luftversorgung (siehe Abschn. 5.1) zurückzuführen. Das Spektrum ist bis auf die genannten Ausnahmen über den gesamten Frequenzbereich recht gleichmäßig.

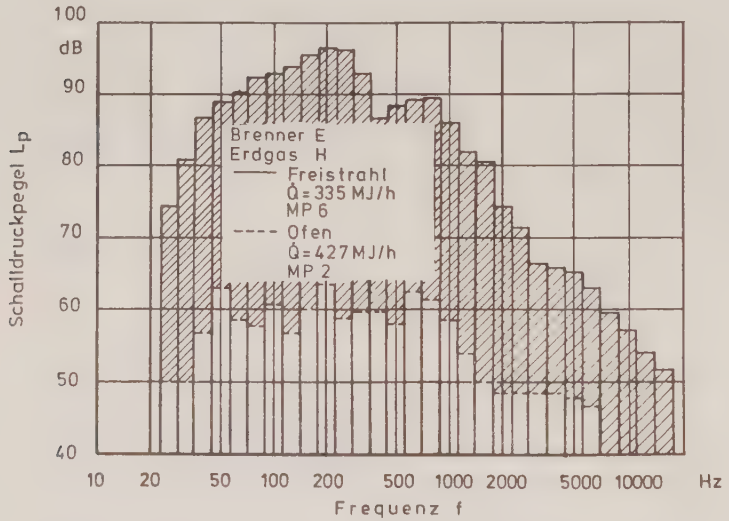

Bild 57: Terzspektren von Brennergeräuschen auf dem Freistrahlprüfstand und am Ofen

Die Wirkung von Lärmminderungsmaßnahmen an Gasbrennern wird auch bei den Industrieofenversuchen deutlich. Die Ergebnisse für den Brenner C sind in Bild 58 dargestellt. Die Lärmminderungsmaßnahme wirkte sich bei diesem Brenner im Ofenraum in

stärkerem Maße aus als beim Freistrahlversuch. Diese Tendenz zeigten auch die übrigen Brenner.

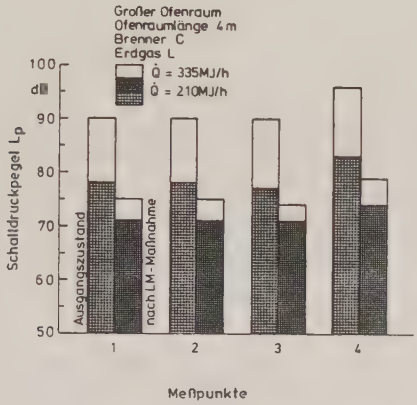

Bild 58: Schalldruckpegel am Ofen vor und nach der Lärmminderungsmaßnahme

6.3 Einfluß einer zusätzlichen Keramikfaserauskleidung des Industrieofens auf die Schallabstrahlung

Das Fasermaterial zur Ofenauskleidung wird in Matten oder Blöcken (Module) angeboten und unterscheidet sich im wesentlichen durch den Faserverlauf entweder parallel oder senkrecht zur Auflagenfläche.

Für Faserblöcke werden die Faserbahnen überlicherweise in Streifen geschnitten und lamellenartig nebeneinandergeschichtet. Die Breite der Streifen wird nach der gewünschten Zustellungsdicke gewählt. Die Zustellungsdicke bei der Anwendung von Faserbahnen wird durch mehrere Lagen erreicht, die mit versetzten Fugen verlegt werden.

Die Verwendung von Blöcken mit überwiegend senkrecht stehenden Fasern hat gegenüber den Faserbahnen den Vorteil, daß die mit dem ersten Aufheizen einsetzende Schwindung der Fasern von 2 % nicht zu merklichen Fugen zwischen den einzelnen Blöcken führt, sondern sich nur in der Zustellungsdicke bemerkbar macht.

Die schalldämpfende und wärmedämmende Wirkung von Fasermaterialien beruht auf der Porosität des Fasermaterials. Für Wärm- und Wärmebehandlungsöfen mit hohen Schallemissionen besteht deshalb die Möglichkeit, zusätzlich zu anderen Lärmminderungsmaßnahmen die Ofenwände mit keramischen Fasern auszukleiden. Die gleichzeitig erzielte Energieeinsparung kann zu einer Amortisation der Kosten dieser Auskleidung innerhalb etwa eines Jahres führen [81].

An die Abgaszusammensetzung sind allerdings je nach Betriebsart und Fahrweise einige Bedingungen zu stellen. So eignen sich nicht alle Fasermaterialien für reduzierende Abgase. Sie gehen Verbindungen mit den Abgaskomponenten ein mit der Folge, daß die Fasern verspröden und ihre mechanische Festigkeit verlieren. Die Temperaturgenauigkeit, die bei Wärmebehandlungen notwendig ist [82, 83], erfordert zudem eine kürzere Ansprechzeit für die Brennerbelastungsregelung, um der geringen thermischen Trägheit der Ofenauskleidung zu folgen.

Schutzgase mit hohem Wasserstoffanteil lassen infolge der guten Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs die Wärmedämmung des Fasermaterials erheblich abnehmen.

Die frequenzabhängige Schalldämpfung durch das Fasermaterial konnte in dem Versuchsofen mit zusätzlicher Faserauskleidung in Abhängigkeit von der Brennerbelastung untersucht werden. Hierzu wurde der vorhandene Kammerofen mit feuerfester Betonauskleidung bis auf den Ofenherd zusätzlich mit 38 mm dicken Faserblöcken im Format 300 x 300 mm^2 ausgekleidet. Die Blöcke mit überwiegend senkrecht zur Auflagefläche stehenden Fasern

wurden mit einer ca. 5 mm dicken Schicht Spezialmörtel aufgebracht. Die Innenmaße des Versuchsofens betragen in der Länge 2 m, in der Breite 1 m und in der Höhe 1,2 m.

Für die Temperaturmessung war je eine Meßstelle im Ofenraum, 100 mm unter der Decke, eine Meßstelle in der Feuerbetonwand, 120 mm vor der Ofeninnenseite, und eine Meßstelle im Blechmantel der Ofenverkleidung vorhanden, Bild 59. Auch die Temperatur des Wärmgutes, eines Stahlknüppels von 100 mm x 100 mm Querschnitt und 400 mm Länge, wurde gemessen. Beheizt wurde der Versuchsofen mit dem drallstabilisierten Gasbrenner E mit einer maximalen Belastung von 1,1 GJ/h entsprechend einem Erdgas-H-Verbrauch von 27 m^3/h.

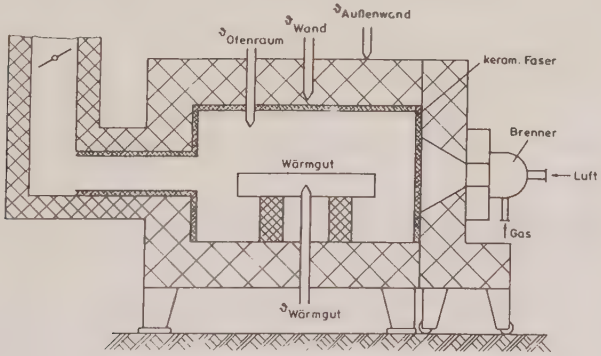

Bild 59: Versuchsofen mit Temperaturmeßstellen

An dem Ofen wurde gemäß Bild 60 an vier Meßpunkten der Schalldruckpegel aufgenommen. Die Meßpunkte 1 bis 3 waren in 1 m Abstand vom Ofen angeordnet. Der Meßpunkt 1 lag in der Nähe des Schornsteins und wurde somit auch von den Geräuschen im Schornstein beeinflußt. Die Schornsteinisolierung ist nur etwa 10 cm dick im Gegensatz zur Isolierung des Ofenraums mit ca. 30 bis 40 cm Dicke. Der Meßpunkt 3 war hinter dem Brenner an der Stirnwand angeordnet. Dieser Meßpunkt gibt hauptsächlich die Ge-

räuschabstrahlung des Brenneraußenteils wieder. Beide Meßpunkte (1 und 3) sind also nicht repräsentativ für die Abstrahlung des Ofenraums. Für eine Schalleistungsbetrachtung der Anlage müßten sie jedoch berücksichtigt werden. Der Meßpunkt 2, der in 1 m Abstand in der Mitte der Ofenlängswand angeordnet war,

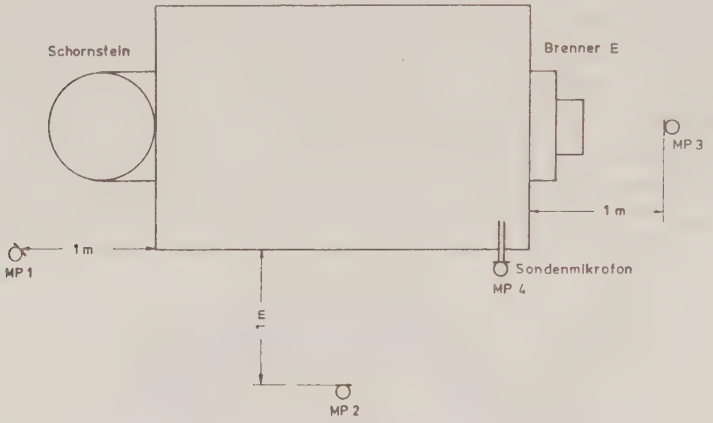

Bild 60: Anordnung der Meßpunkte für die Schalldruckmessungen

dürfte als repräsentativer Meßpunkt für die Schallabstrahlung des Ofenraums anzusehen sein. In den weiteren Betrachtungen wird vornehmlich auf diesen Meßpunkt Bezug genommen. Der Meßpunkt 4 war über ein Verbindungsrohr direkt mit dem Ofeninnenraum gekoppelt. Die Schalldruckpegel an diesem Meßpunkt lagen etwa 25 dB über den Pegeln an den drei übrigen Meßpunkten. Die absolute Höhe dieser Schalldruckpegel gibt jedoch nicht die wahren Verhältnisse bezüglich des Lärms im Ofenraum wieder, da die Schallausbreitung in einem dünnen Rohr bis zu dem Mikrophon die Verhältnisse verfälscht. Beim Vergleich der Ofenraumverhältnisse vor und nach der Auskleidung mit Fasermaterial können jedoch die Schalldruckpegel an diesem Meßpunkt sehr wohl mit herangezogen werden. Gemessen wurde grundsätzlich an allen Meßpunkten der Linearwert des Schalldruckpegels und der

A-bewertete Pegel. Zusätzlich wurden an allen Meßpunkten Terzspektren und Schmalbandspektren für die Geräuschabstrahlung aufgenommen.

Der zeitliche Verlauf des mittleren Schalldruckpegels am Meßpunkt 2 ist in Bild 61 wiedergegeben für die Aufheizzeit bis zu 20 Stunden. Ebenfalls eingetragen ist der Verlauf der Brennerbelastung. Die Reduzierung der Brennerbelastung macht sich im Schalldruckpegel entsprechend bemerkbar. In Freistrahlversuchen ist bei Reduzierung der Brennerbelastung ein ähnlicher Rückgang des Schalldruckpegels zu verzeichnen.

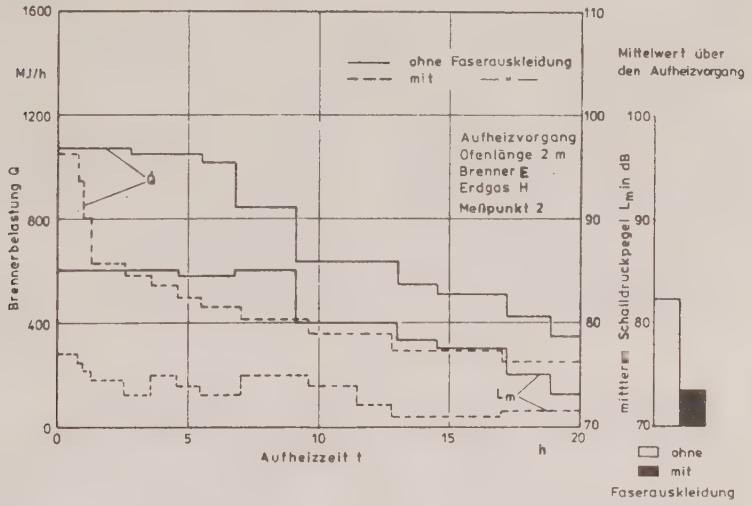

Bild 61: Brennerbelastung und Schalldruckpegel während des Aufheizvorganges

Die obere Kurve für den nichtausgekleideten Ofen fällt von etwa 85 auf 75 dB ab, wobei die zugeführte Wärmemenge von etwa 1100 auf 400 MJ/h gesenkt wurde. Beim Aufheizen des faserausgekleideten Ofenraums konnte die zugeführte Wärmemenge wesentlich schneller reduziert werden. Das macht sich grundsätzlich auch im Schalldruckpegelverlauf bemerkbar. Aber selbst bei der höchsten Belastungsstufe des Brenners zu Anfang des Aufheizvorganges (üblicher Betrieb) liegt der Schalldruckpegel beim ausgekleideten Ofen etwa 10 dB niedriger. Die Reduzierung der Bren-

nerbelastung macht sich beim ausgekleideten Ofen für den Schalldruckpegel nicht so stark bemerkbar wie beim nichtausgekleideten Ofen. Der Pegel fällt hier nur um 5 dB von etwa 75 auf 70 dB ab. Im rechten Teil des Bildes ist der Mittelungspegel für den gesamten Aufheizvorgang wiedergegeben. Ohne Auskleidung ergibt sich ein mittlerer Schalldruckpegel von 82,5 dB, mit Auskleidung dagegen ein Pegel von nur 73,5 dB, das heißt 9 dB weniger als vorher.

Die Schalldruckpegel in Abhängigkeit von der Brennerbelastung sind in Bild 62 für den nichtausgekleideten und für den mit Faserstoff ausgekleideten Ofen dargestellt. Die Meßergebnisse beziehen sich auch hier auf den Meßpunkt 2 seitlich des Ofens. Die Meßwerte zeigen für beide Versuche eine gewisse Streuung. Diese Streuungen der Einzelmeßwerte sind zum Teil so zu erklären, daß die Messungen bei sich ändernden Ofenraum- und Wandtemperaturen während des Aufheizvorganges durchgeführt wurden. Es war die grundsätzliche Tendenz zu erkennen, daß mit höheren Ofenraum- und Ofenwandtemperaturen die Schalldruckpegel etwas

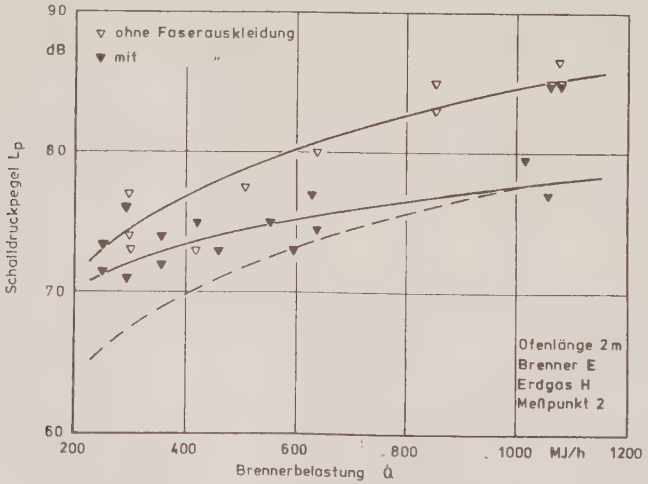

Bild 62: Schalldruckpegel in Abhängigkeit von der Brennerbelastung

anstiegen. Die Kurven stellen jeweils die nach einer Regressionsanalyse mit logarithmischer Kurvenanpassung berechneten Verläufe dar. Es wird deutlich, daß mit zunehmender Brennerbelastung die Unterschiede für den ausgekleideten und nichtausgekleideten Ofen größer werden. Bei maximaler Brennerbelastung ist der Unterschied etwa 7 dB, während er im unteren Bereich nur noch etwa 2 dB beträgt.

Der Grund- bzw. Fremdgeräuschpegel wirkt sich im Bereich der unteren Brennerbelastung auf den Gesamtpegel aus, da das vom Ofen abgestrahlte Brennergeräusch hier schon relativ leise ist. Der Grund- bzw. Fremdgeräuschpegel ist überwiegend auf Strömungsgeräusche in den Gas- und Luftzuleitungen sowie in den Durchflußmeßstrecken zurückzuführen und beträgt etwa 71 dB. Unter der Annahme, daß die Dämm- und Dämpfungswirkung des Ofens über dem gesamten Brennerbelastungsbereich konstant ist, müßte sich für den Schalldruckpegel der untere Kurvenverlauf ergeben. Der Bereich zwischen den beiden unteren Kurven macht den Einfluß des Fremd- bzw. Grundgeräusches aus. Da bei einem kontinuierlich betriebenen Ofen (z.B. Stoßofen) in der Regel mit maximaler Brennerbelastung gefahren wird, dürften sich die Unterschiede im Schalldruckpegel in voller Höhe auswirken.

Die Dämpfung der Faserauskleidung im Frequenzspektrum ist in Bild 63 dargestellt. Über den gesamten Frequenzbereich beträgt der arithmetische Mittelwert der Pegelminderung in den einzelnen Terzen etwa 8 dB. In den pegelbestimmenden Terzen 200, 630 und 800 Hz betragen die Pegelreduzierungen jedoch nur 4,5 bzw. 6 und 8,5 dB. Daraus resultiert, daß der Gesamtpegelwert nur um 7 dB herabgesetzt wird. Qualitativ wird das Frequenzspektrum des abgestrahlten Ofengeräusches nicht verändert. Die Überhöhung bei 50, 100 und 200 Hz bleibt erhalten, und das Maximum im Spektrum um 700 Hz wird durch die Faserauskleidung des Ofens nicht verändert. Die Faserauskleidung des Versuchsofens hat sich also insgesamt schalltechnisch sehr günstig ausgewirkt.

Von der Theorie der absorbierenden Auskleidung eines Raumes her würde sich eine Pegelminderung im Ofenraum nach folgender Gleichung (79)

$$L = 10 \log \frac{A_2}{A_1} \text{ in dB} \qquad (79)$$

für einen angenommenen Absorptionsgrad von 0,2 vor bzw. 0,9 nach der Auskleidung von ca. 6 dB ergeben. Dabei betragen die äquivalenten Schallschluckflächen $A_1 = 2{,}2$ bzw. $A_2 = 8{,}7\ m^2$.

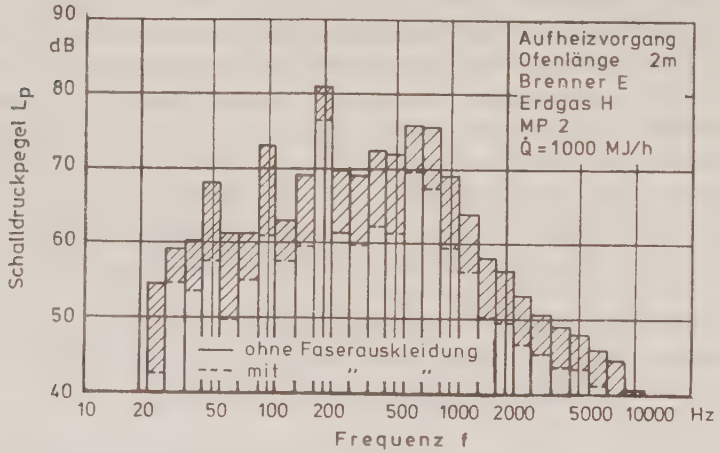

Bild 63: Terzspektren des Ofengeräusches mit und ohne Faserauskleidung

Darüber hinaus wird der Schalldruckpegel im Ofen gesenkt, weil sich im Inneren keine Resonanzen und stehenden Wellen wegen der weitgehend ausgeschalteten Reflexionen mehr ausbilden können. Deshalb war die außen gemessene Pegelminderung etwas höher als die nach der Rechnung erwartete.

Die Pegelreduzierung mit der Faserauskleidung des Ofenraums beruht im wesentlichen auf der schallabsorbierenden Wirkung des

Fasermaterials. Es kann davon ausgegangen werden, daß das Fasermaterial den Schall nahezu vollständig absorbiert, d.h. nicht reflektiert, und von daher der Innenschalldruckpegel entsprechend reduziert wird. Die Dämmwirkung der Ofenraumbegrenzung blieb wegen der geringen Masse der Faserauskleidung nahezu unverändert. Durch die erzielte Lärmminderung wird der Lärm an Arbeitsplätzen in der Nähe entsprechender Industrieofenanlagen herabgesetzt, sofern keine anderen Lärmquellen den Gesamtschallpegel wesentlich beeinflussen.

7. Diskussion der Meßfehler

Die Meßergebnisse der experimentellen Untersuchungen sind grundsätzlich nicht fehlerfrei. Der Meßfehler beeinflußt den Informationsgehalt des Meßergebnisses erheblich und ist deshalb neben der Angabe des ermittelten Wertes der Meßgröße anzugeben. Die Meßfehler sind auf die Unvollkommenheit des Meßobjektes, des Meßgerätes und des Meßverfahrens zurückzuführen. Auch Umgebungseinflüsse und zeitliche Schwankungen relevanter Meßgrößen führen zu Meßfehlern.

Die Schalleistungsbestimmung nach Gleichung (78) ist z.B. von mehreren Einzelmessungen abhängig, deren Einzelmeßfehler unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung den Gesamtmeßfehler ergeben.

Im folgenden sollen die Meßfehler der wärmetechnischen und der akustischen Messungen behandelt werden.

7.1 Meßfehler der wärmetechnischen Messungen

Mit den wärmetechnischen Messungen sind Meßfehler in der Bestimmung der Massenströme von Brenngas und Verbrennungsluft zu berücksichtigen. Die Massenströme und ihr Verhältnis zueinander bestimmen die Brennerbelastung und die Luftzahl, unter der die Reaktion stattfindet. Die Messung der Massenströme mit den in der Versuchsanlage beschriebenen Schwebekörper-Durchflußmeßstrecken ist mit einer Abweichung von $\pm$ 3 % möglich.

Neben dem Brenngasmassenstrom ist der Heizwert des Brenngases eine wesentliche Größe für die Bestimmung der Wärmebelastung. Er wurde regelmäßig durch Analysen von Brenngasproben kontrolliert und hatte max. Abweichungen von $\pm$ 1,5 % des Sollwertes.

Der Ausbrand im Brennerstein und am Brenneraustritt wurde mit kontinuierlich messenden Analysengeräten erfaßt. Die Messungen von Kohlenwasserstoffen, Kohlendioxid und Kohlenmonoxid mit

Analysengeräten vom Typ URAS 2 T und BINOS hatten einen Meßfehler von $\pm$ 2 %, bezogen auf den Meßbereichsendwert. Für die Sauerstoffanalyse eignen sich besonders Meßverfahren, die auf die Permeabilität des Sauerstoffs reagieren. Sie sind wenig querempfindlich gegenüber noch unverbrannten Bestandteilen des Brenngases im Abgasstrom. Die Genauigkeit der Sauerstoffkonzentration-Messung wird von den Herstellern der Meßgeräte mit $\pm$ 1 % angegeben.

Die Analysengeräte wurden einschließlich der Meßkette aus Probensonde, Kühlturm und Filter vor jeder Messung mit Eichgasen bekannter Konzentration überprüft.

Die Austrittsgeschwindigkeit der Abgase aus dem Brennerstein wurde indirekt über den dynamischen Druck und die Temperatur an der Austrittsöffnung bestimmt. Für die mittlere Austrittsgeschwindigkeit war zudem die Druck- und Temperaturverteilung über den Brennerquerschnitt zu ermitteln. Die Fehler der Druckmessung liegen innerhalb $\pm$ 1 %; der Fehler für die Temperaturmessung wurde mit $\pm$ 3 % geschätzt.

7.2 Meßfehler der akustischen Messungen

Die Meßkette für die Schallpegelmessung, bestehend aus Mikrofon, Vorverstärker und Schallpegelmesser bzw. Echtzeit-Frequenzanalysator, wurde regelmäßig mit einer Eichschallquelle von Brüel und Kjaer, Typ 4230, überprüft. Die Eichschallquelle liefert bei einer Frequenz von 1000 Hz einen Schalldruck von 94 dB mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,3 dB, bezogen auf einen Referenzschalldruck von $p_o = 2 \cdot 10^{-5}$ N/m^3.

Die festgestellten Abweichungen lagen im Bereich $\leq$ 1 dB. Der Frequenzgang des 1/2 Zoll-Kondensatormikrofons wird bei senkrechtem Schalleinfall bis zu Frequenzen von 100 kHz mit $\pm$ 1 dB Genauigkeit angegeben. Mit einem Störpegelabstand von 10 dB gegenüber dem Umgebungsgeräusch waren diese Störungen ohne merklichen Einfluß auf den Meßwert.

Die Integrationszeiten für die Messungen mit dem Echtzeit-Frequenzanalysator von Gen Rad, Typ 2512, konnten bei dem überwiegend gleichförmigen Geräusch mit ca. 4 s relativ kurz gewählt werden.

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz [84, 85] folgt aus den beschriebenen Meßfehlern der wärmetechnischen und akustischen Messungen, daß für die Schalleistungsbestimmung nach Gleichung (78) ein Gesamtmeßfehler von $\pm$ 10 % zu berücksichtigen ist.

8. Zusammenfassung

Die Geräuschemission technischer Diffusionsflammen setzt sich im wesentlichen aus zwei Geräuschkomponenten zusammen, dem Strömungsgeräusch des Abgasstrahls und dem Geräusch durch turbulente Verbrennung.

Die Mechanik der Geräuschentstehung wurde für freie Turbulenz zuerst von Lighthill behandelt. Derartige Geräuschemissionen haben Quadrupol-Charakter.

Für Verbrennungsgeräusche existiert keine vergleichbare Theorie. Die offen brennende Flamme wird z.B. von Strahle als Quellterm mit Monopol-Charakter beschrieben, in dem die zündenden Brennstoff-Luft-Gemischteile die Monopolquellen darstellen. Grenzt das Quellgebiet an eine feste Umrandung wie z.B. an die Brennraumwände eines Tunnelbrenners, so hat Curle für diesen Fall in Erweiterung der Lighthill-Theorie nachgewiesen, daß sich bei einer Kräfteeinwirkung auf die Strömung eine Quellverteilung mit Dipol-Charakter einstellt.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Näherungslösung beschrieben, mit der die Geräuschemission in Abhängigkeit verbrennungstechnischer und geometrischer Größen dargestellt werden kann. Die Näherungslösung leitet sich aus der Dimensionsanalyse der problemrelevanten Größen des Systems ab.

Es wurden die Einflüsse der Brennergeometrie, der Brennerbelastung und verschiedener technischer Brenngase auf die Geräuschemission untersucht unter Berücksichtigung der Luftvorwärmung und der Sauerstoffanreicherung der Verbrennungsluft.

Der Ausbrandverlauf im Brenner wurde in erheblichem Maß durch die Brennergeometrie bzw. die Mischeinrichtung für Brenngas und Verbrennungsluft verändert, dies wirkte sich vor allem bei Brenngasen mit niedrigen Flammengeschwindigkeiten aus. Hierzu wurden die Strahlwinkel der Düsenstrahlen am Mischkopf

der Brenner verändert. Für die divergente wie auch für die konvergente Anordnung der Strahlen wurde ein für niedrige Geräuschemissionen günstiger Strahlwinkel gefunden.

In der Näherungslösung wird der den Ausbrandverlauf bestimmende Rückströmungsparameter θ nach Thring und Newby verwendet. Empirisch wurde für die untersuchten Brennerkonfigurationen folgende Abhängigkeit der Schalleistung von den Versuchsparametern gefunden

$$P = 5{,}8 \cdot 10^{-12} \, c^2 \cdot \dot{m}_{L+G} \cdot \left(\frac{Q}{c \cdot d^2 \cdot c_p \cdot T} \right)^3$$

$$\cdot \, Da \cdot \theta \cdot F \cdot G^{1/2} \cdot \frac{H_u}{c_p \cdot T}$$

Der Heizwert wurde durch Zugabe von Stickstoff zum Brenngas variiert. Die Zugabe von inerten Gasen hat nicht nur eine Verringerung des Heizwertes zur Folge, sondern läßt auch die laminare Flammengeschwindigkeit abnehmen und somit die Reaktionsdichte im Brenner. Es ist eine Pegelabnahme des Schalldruckes im gesamten Spektrum des Verbrennungsgeräusches festzustellen.

Die Änderung der Flammengeschwindigkeit wurde mit verschiedenen Maßnahmen realisiert, und zwar durch die Zugabe von Wasserstoff zum Erdgas, durch die Anreicherung der Verbrennungsluft mit Sauerstoff und indem die Luft zur Verbrennung vorgewärmt wurde. Die im Zusammenhang mit höheren Flammengeschwindigkeiten aufgetretenen Schwingungen sind auf selbsterregte Schwingungen zurückzuführen, die durch das Zusammenwirken von Mischeinrichtung des Brenners, der Flamme und dem Brennraum möglich sind.

Der Einfluß der Luftvorwärmung auf das Verbrennungsgeräusch zeigt eine stetige Zunahme des Geräusches mit der Lufttemperatur.

Bei der Verbrennung von Erdgas mit reinem Sauerstoff ist der Schalldruck niedriger als bei der Verbrennung mit Luft. Dies ist darauf zurückzuführen, daß zunächst aufgrund der höheren Flammengeschwindigkeit die kürzere Verzugszeit für den Brennstoffumsatz die Voraussetzung für das Auftreten von Schwingungen fördert, andererseits der geringere Massenstrom zu einer Abnahme des Turbulenzgrades in der Mischzone von Brenngas und Verbrennungsluft führt. Die Folge hiervon ist eine längere Flamme, die weniger zum Schwingen neigt.

Das Verbrennungsgeräusch turbulenter Diffusionsflammen wird auch von der Instabilität der Verbrennung beeinflußt. Mit Stabilisierungsmaßnahmen ließ sich der Schalldruckpegel instabil brennender Brenner erheblich senken.

Bei der Untersuchung der gegenseitigen Beeinflussung mehrerer gleichartiger Brenner zeigte sich, daß die Brenner als einzelne unabhängige Schallquellen zu betrachten sind, deren resultierende Schalldruckpegel sich mit der logarithmischen Addition der einzelnen Pegelwerte berechnen lassen.

Brennerversuche in einem Industrieofen mit keramischer Auskleidung und variabler Geometrie ergaben eine Geräuschminderung durch die Auskleidung der Ofenraumwände mit feuerfesten Fasermaterialien. Der Lärm am Ofen wurde um etwa 7 dB gemindert. Gleichzeitig wurde aufgrund der besseren Wärmedämmung, vor allem im intermittierenden Betrieb, Energie eingespart.

9. Literaturverzeichnis

[1] Lighthill, M.J.: On sound generated aerodynamically. I: General theory. Proc. Roy. Soc. A 211 (1952), p. 564 - 587.

[2] Curle, N.: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. Proc. Roy. Soc. (A), April 1955, S. 505/14.

[3] Baade, P.K.: Combustion Oscillations in Gas Fired Appliances. Proceedings of the Second AGA/IGT Conference on Natural Gas Research an Technology, June 1972.

[4] Thring, M.W. (Herausgeber): Pulsating combustion: The collected works of F.H. Reyust, New York 1961.

[5] Schmidt, P.: Periodisch wiederholte Zündung durch Stoßwellen. Arbeitsgem. Forsch. NRW Nr. 82, 1959.

[6] Huber, L., Haag, F.: Gas-Schwingfeuer-Geräte, VDI-Tagung Stuttgart 1969.

[7] Carlowitz, O., Scholz, R. und Jeschar, R.: Modellvorstellung über die Wirkungsweise von Wirbelfäden zur Erhöhung der Verbrennungsdichte in einer Zyklonbrennkammer. CIT 50 (1978) Nr. 9, S. 716/717.

[8] Gorter, D.: Combustion Driven Oscillation in a 600 MW Power Plant, gwi 28 (1979) Nr. 1, S. 24/28.

[9] Smith, T.J.B. and Kilham, J.K.: Noise Generation by Open Turbulent Flames. The Journal Of The Acoustical Society Of Amerika 35 (1963) Nr. 5, S. 715/724.

[10] Bragg, S.L.: Combustion Noise. Journal of the Institute of Fuel, January 1963, S. 12/16.

[11] Karlovitz, B.: Selected Combustion Problems, page 248, pn S. Butterworth for A GARD (1954).

[12] Liard, R. und Jaegle, J.: Akustische Erscheinungen bei Gasflammen. Öl und Gasfeuerung 11 (1966), S. 612/621.

[13] Hurle, I.R., Price, R.B., Sugden, T.M. and Thomes, A.: Sound emission from open turbulent premixed flames. Proc. Roy. Soc. 303 (1968), S. 409/427.

[14] Cummings, A.: Noise and the Industrial Use of Fuel. Papers presented at a Symposium, Southampton, 7th Jan. 1972.

[15] Briffa, F.E.J. and Pearson, J.K.: Suppression of Combustion Noise from Industrial Burners. Paper presented to the Second Conference of the International Flame Research Foundation Ijmuiden, 13 - 14th May 1971.

[16] Putnam, A.A. and Dennis, W.R.: Suppression of Burner Oscillations by Acoustical Dampers. Transactions of A.S.M.E., August 1955, pp. 875/881.

[17] Strahle, W.C.: The Convergence of Theory and Experiment in direkt Combustion Generated Noise. AIAA 2nd Aero-Acoustics Conference Hampton, March 24 - 26, 1975.

[18] Strahle, W.C. and Shivashankara, B.N.: A rational correlation of combustion noise results from open turbulent premixed flames. Fifteenth Symposium (International) on Combustion p. 1379. The Combustion Institute, Pittsburgh (1974).

[19] Strahle, W.C.: Combustion Noise. Prog. Energy Combust. Sci. 4 (1978) Nr. 3, S. 157/176.

[20] Strahle, W.C. : Refraction, Convection, And Diffusion Flame Effects In Combustion-Generated Noise. Fourteenth Symposium (International) on Combustion p. 527. The Combustion Institute, Pittsburgh (1973).

[21] Bertrand, C. and Michelfelder, S.: Experimental Investigation of Noise Generated by Large Turbulent Diffusion Flames. Sixteenth Symposium (International) on Combustion, p. 1757. The Combustion Institute (1976).

[22] Putnam, A.A.: Combustion Noise in Industrial Burners. Noise Control Engineering July - August 1976.

[23] Putnam, A.A.: Combustion roar of seven industrial gas burners. Journal of the Institute of Fuel. September 1976, S. 135/138.

[24] Putnam, A.A., Fischer, R.D. and Abrishman, M.: Super turbulent combustion noise, ASME Paper No. 76-WA/Fu-1 (1976).

[25] Putnam, A.A.: Transmission of Combustion Roar From Burners and Furnaces. ASHRAE Trans. 84, Part 1 (1978), S. 477/487.

[26] Günther, R. und Pauls, D.: Geräuschentwicklung turbulenter Diffusionsflammen. gas wärme international 27 (1978) Nr. 11, S. 613/619.

[27] Otto, D.: Geräuschentwicklung von Industriebrennern. gas wärme international 26 (1977) Nr. 5, S. 247/248.

[28] Schmitz, A. und Otto, D.: Geräuschentstehung und Möglichkeiten der Geräuschminderung an Industrie-Gasbrennern. VDI-Bericht Nr. 286 (1977) Düsseldorf, S. 13/20.

[29] Otto, D. und Kremer, H.: Geräuschemission bei Gasbrennern. VDI-Bericht Nr. 346, 1979, Düsseldorf, S. 259/264.

[30] Schmitz, A., Otto, D. und Kremer, H.: Untersuchung der Ursachen der Geräuschentwicklung und der Pulsationen an industriellen Gasfeuerungen. Forschungsvorhaben der Europäischen Gemeinschaft für Kohle und Stahl. Schlußbericht Nr. 7254-30/1/251, 1980, und GWI-Bericht Nr. 59381.

[31] Otto, D. und Kremer, H.: Einfluß der Brenngaszusammensetzung und der Luftvorwärmung auf die Geräuschemission technischer Diffusionsflammen. VDI-Berichte Nr. 423, 1981, Düsseldorf, S. 125/130.

[32] Baron Rayleigh, J.W.S.: The Theory of Sound. Vol. I and II, London 1926.

[33] Higgins, B.: On the Sound Produced by a Current of Hydrogen Gas Passing Through a Tube. J. Nat. Phil. Chem. and The Arts 1, pp. 129, 1802.

[34] Putnam, A.A.: General Considerations of Autonomous Combustion Oscillations and Experimental and theoretical Studies of Combustion Oscillations. Zitiert in Markstein, G.H.: Non steady Flame Propagation. Pergamon Press, Frankfurt 1964.

[35] Fritsch, W.H.: Schwingende Verbrennung. Öl und Gasfeuerung 8 (1963) S. 550/568, S. 666/675 und S. 743/750.

[36] Fritsch, W.H.: Bemerkungen zur thermischen Akustik. gas wärme international 29 (1980) Nr. 12, S. 677/689.

[37] Schmillen, K. und Pischinger, F.: Das Anfahrverhalten von Brennern. VDI-Berichte Nr. 211. (1974) S. 118/123 Düsseldorf.

[38] Oppenberg, R.: Feuerraumschwingungen bei Dampferzeugern - neuere Erfahrungen und Maßnahmen. gas wärme international 28 (1979) Nr. 1, S. 32/35.

[39] Boenecke, P.H. und Glas, P.: Pulsationen an Mehrstoffbrennern. gas wärme international 28 (1979) Nr. 1, S. 29/31.

[40] Neumann, E.G. und Tewes, G.: Vermeidung von Schwingungen in Feuerräumen durch eine Kammer in der Gasleitung. gas wärme international 28 (1979) Nr. 1, S. 9/12.

[41] Putnam, A.A.: Combustion-Driven Oscillations in Industry. Elsevier New York 1971.

[42] Crocco, L. and Grey, L.: Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors, in Proc. Gas Dyn. Symp. (1956), S. 55.

[43] Schimmer, H. und Vortmeyer, D.: Selbsterregte Schwingungen in Brennkammern: physikalisch begründete und praktisch erprobte Maßnahmen ihrer Vermeidung. VDI-Berichte Nr. 286 (1977) Düsseldorf, S. 21/28.

[44] Kremer, H.: Schwingungen in Feuerräumen. gas wärme international 28 (1979) Nr. 8, S. 461/467.

[45] Baade, P.K.: Selbsterregte Schwingungen in Gasbrennern. Klima + Kälte Ingenieur 2 (1974) Nr. 4, S. 167.

[46] Neumann, E.G.: An Impedance Condition for Avoiding Acoustic Oscillations Generated by Gas Flames. Acustica 30 (1974) Nr. 4, S. 229/235.

[47] Neumann, G. und Tewes, G.: Eine Impedanzbedingung zur Vermeidung von Brennkammerschwingungen. VDI-Berichte Nr. 232 (1975) S. 235/240, Düsseldorf.

[48] Becker, R.: Das Übertragungsverhalten von Vormischflammen. VDI-Berichte Nr. 146 (1970) S. 110/123, Düsseldorf.

[49] Lenz, W.: Die dynamischen Eigenschaften von Flammen und ihr Einfluß auf die Entstehung selbsterregter Brennkammerschwingungen. Diss. 13.12.1980 TH Karlsruhe.

[50] Hatami, R.: Das Übertragungsverhalten von turbulenten Diffusionsflammen in Brennkammern. Diss. 1973 TH Karlsruhe.

[51] Meyer, E. und Neumann, E.G.: Physikalische und Technische Akustik. Braunschweig 1974.

[52] Cremer, L.: Vorlesungen über Technische Akustik. Berlin 1971.

[53] Schimmer, H.: Selbsterregte Schwingungen in Brennkammern - ihre Entstehung und Maßnahmen zu ihrer Vermeidung. gas wärme international 28 (1979) Nr. 1, S. 17/23.

[54] Levine, H. und Schwinger, J.: On the Radiation of Sound from an Unflanged Circular Pipe. Physical Review 73 (1948) Nr. 4, S. 383/406.

[55] Mechel, F., Schilz, W. und Dietz, J.: Akustische Impedanz einer luftdurchströmten Öffnung. Acustica Vol. 15 (1965), S. 199/206.

[56] Günther, R.: Das Entwerfen von Flammen und Feuerräumen. Chemie-Ing.-Techn. 46 (1974) Nr. 2, S. 56/62.

[57] Kremer, H.: Stabilisierung turbulenter Gasflammen. gas wärme international 16 (1967) Nr. 10, S. 513/517.

[58] Minx, E. und Kremer, H.: Über die Stabilisierung von turbulenten Diffusionsflammen durch Staukörper. Chemie-Ing.-Techn. 44 (1972) Nr. 1 u. 2, S. 34/40.

[59] Rawe, R.: Über die Drallstabilisierung frei brennender turbulenter Diffusionsflammen mit zentraler, radialer Gaszufuhr. Dissertation Bochum 1978.

[60] Thring, M. und Newby, M.P.: Combustion length of enclosed turbulent jet flames. 4th Symp. on Combustion, Cambridge, Man. (1952).

[61] Seeger, P.G.: Über den Mischungs- und Verbrennungsverlauf in eingeschlossenen turbulenten Diffusionsflammen. Diss. TH Karlsruhe 1966.

[62] Lenze, B.: Einfluß von Rückströmung und Luftzahl auf die Länge von eingeschlossenen Diffusionsflammen. gas wärme international 30 (1981) Nr. 2/3, S. 110/121.

[63] Otto, D. und Schmitz, K.: Verhalten eines Gasbrenners mit Gebläse bei wechselnder Gasqualität und Regelung des Brenners nach der Methode des konstanten erweiterten Wobbeindexes. gas wärme international 28 (1979) Nr. 10, S. 618/623.

[64] Günther, R.: Ausbrand von Strahlflammen. Archiv für das Eisenhüttenwesen 39 (1968) Nr. 7, S. 515/519.

[65] Eickhoff, W. und andere: Die Notwendigkeit der isokinetischen Probenahme von dampf- und gasförmigen Emissionen. Staub - Reinhaltung der Luft 40 (1980) Nr. 3, S. 105/110.

[66] Schäfer, G.: Untersuchung des Verbrennungsablaufs von Methan-Luft-Gemischen in Tunnelbrennern. gas wärme international 21 (1972) Nr. 1, S. 18/27.

[67] Kremer, H.: Zur Ausbreitung inhomogener turbulenter Freistrahlen und turbulenter Diffusionsflammen. Diss. Karlsruhe 1964.

[68] Palócz, M.: Untersuchung der gegenseitigen Beeinflussung von Flammen. Freiberger Forschungshefte A 611 Maschinen- und Energietechnik. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1980.

[69] Krüger, W.: Arithmetische Methoden zur Bestimmung der Mischungstemperatur in Strömungsquerschnitten. Archiv für technisches Messen. Blatt V 2165-7 (1975), S. 181/184.

[70] Hübner, G.: Analyse der Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schalleistung von Maschinen unter besonderer Berücksichtigung von Umgebungseinflüssen realer Räume ("in-situ-Messungen"). VDI-Berichte (1979) Nr. 335, S. 31/41.

[71] DIN 45635 Blatt 1: Geräuschmessung an Maschinen Luftschallmessung; Hüllflächen-Verfahren, Rahmen-Meßvorschrift. Beuth-Vertrieb GmbH, Berlin 30 und Köln.

[72] Briffa, F.E.J., Clark, C.J. and Williams, G.T.: Combustion noise. J. Inst. Fuel (1973) Mai 207 ff.

[73] Scholte, T.G. and Vaags, P.B.: Burning Velocities of Mixtures of Hydrogen, Carbon Monoxide and Methane with Air. Combustion and Flame (1959) Nr. 3, S. 511/524.

[74] Speich, C.F. and Putnam, A.A.: Oscillations in Gas-Fired Heating Equipment and their Suppression, Publication No. 127 IDR, American Gas Association, September 1959.

[75] Buckingham, E.: Physic. Rev. 4 (1914) 345.

[76] Zierep, J.: Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre. Karlsruhe 1972.

[77] Görtler, H.: Dimensionsanalyse, Theorie der physikalischen Dimensionen mit Anwendungen. Berlin 1975.

[78] Pawlowski, J.: Die Ähnlichkeitstheorie in der physikalisch-technischen Forschung, Grundlagen und Anwendung. Berlin 1971.

[79] Bollinger, L.M. and Williams, D.T.: Effect of Reynolds number in turbulent flow range on flame speeds of Bunsenburner flames. NACA-Report 932, 1949.

[80] Sachs, L.: Angewandte Statistik, statistische Methoden und ihre Anwendungen. Berlin 1978.

[81] Christian, W.B.: Latest developments in ceramic fibre products. gas wärme international 28 (1979) Nr. 6/7, S. 383/385.

[82] Pohle, H.-J. und Schweyker, K.: Einfluß der Temperaturgenauigkeit bei Wärmebehandlungen - Forderungen an Werkstoff und Ofenanlage. gas wärme international 26 (1977) Nr. 9, S. 452/457.

[83] Braun, M.: Wärmebehandlungsanlage mit keramischer Faserauskleidung und Beheizung durch Hochgeschwindigkeitsbrenner. ZwF 73 (1978) Nr. 7, S. 383/386.

[84] DIN 1319, Blatt 3: Grundbegriffe der Meßtechnik; Begriffe für die Fehler beim Messen.

[85] Richtlinie VDE/VDI 2620, Blatt 1: Fortpflanzung von Fehlergrenzen bei Messungen, Grundlagen.

[86] Fuchs, H. and Michalke, A.: Introduction to Aerodynamik Noise Theory. Progr. Aerospace Sci 14 (1973), S. 227/297.

[87] Hübner, G.: Zur Abgrenzung des Nahfeldes einer Schallquelle. Fortschritte der Akustik (1976), S. 169/172.

A. Wellengleichungen

Die Ausbreitung einer Schallwelle ist verbunden mit räumlichen und zeitlichen Schwankungen der Dichte, des Drucks und der Geschwindigkeit der Mediumteilchen um die ohne Schall vorhandenen Mittelwerte.

Die Größen Dichte ρ, Druck p und der Vektor der Geschwindigkeit $\vec{v}$ können in räumlich und zeitlich konstante Werte ρ_-, p_-, $\vec{v}_-$ und in veränderliche Schallfeldgrößen Wechseldichte $\rho_\sim$, Schalldruck $p_\sim$ und Wechselgeschwindigkeit $\vec{v}_\sim$ aufgespalten werden

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_- + \rho_\sim \\ p &= p_- + p_\sim \\ \vec{v} &= \vec{v}_- + \vec{v}_\sim \end{aligned} \tag{80}$$

Die Wechselgeschwindigkeit $\vec{v}_\sim$ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Wellenzustandes und wird in der Akustik als Schallschnelle bezeichnet. Für die ebene Welle hat der Vektor der Schallschnelle $\vec{v}_\sim$ nur eine Komponente $\vec{v}_{\sim\, x} = v_\sim$ in x-Richtung.

Die Gleichungen für die Erhaltung der Masse und des Impulses und die Zustandsgleichung für Gase bilden das Gleichungssystem für die theoretische Behandlung der Schallausbreitung.

Kontinuitätsgleichung: $$\frac{1}{\rho}\,\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \tag{81}$$

Impulsgleichung: $$\rho\,\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{82}$$

Zustandsgleichung: $$p \cdot \rho^{-\kappa} = \text{konst.} \tag{83}$$

Mit der Annahme kleiner Amplituden

$\rho_\sim \ll \rho_-$, $p_\sim \ll p_-$ und $v_\sim \ll v_-$ folgt

aus den Gleichungen (81) und (82):

$$\frac{\partial \rho_{\sim}}{\partial t} + \rho_{-} \frac{\partial v_{\sim}}{\partial x} = 0 \tag{84}$$

und

$$\rho_{-} \frac{\partial v_{\sim}}{\partial t} + \frac{\partial p_{\sim}}{\partial x} = 0 \tag{85}$$

Die Zustandsgleichung (83) führt zu folgender Beziehung

$$p_{\sim} = \kappa \frac{p_{-}}{\rho_{-}} \rho_{\sim} \quad . \tag{86}$$

Mit der Schallgeschwindigkeit für Gase

$$c = \sqrt{\kappa \frac{p_{-}}{\rho_{-}}} \tag{87}$$

ergibt sich aus Gleichung (86) folgende Abhängigkeit

$$p_{\sim} = c^2 \cdot \rho_{\sim} \quad . \tag{88}$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet mit Gleichung (88)

$$- \frac{\partial v_{\sim}}{\partial x} = \frac{1}{\rho_{-} c^2} \frac{\partial p_{\sim}}{\partial t} \quad . \tag{89}$$

Aus den Gleichungen (85) und (89) folgen nach partieller Differentiation die Wellengleichungen für den ebenen, ungedämpften Fall

$$\frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_{\sim}}{\partial t^2} \tag{90}$$

$$\frac{\partial^2 v_{\sim}}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 v_{\sim}}{\partial t^2} \tag{91}$$

Eine Lösung der Wellengleichung (90) ist die Sinuswelle

$$p_{\sim} = \hat{p} \sin [\omega (t \pm \frac{x}{c}) + \phi] \tag{92}$$

mit dem Scheitelwert $\hat{p}$ der Druckamplitude und ϕ als Nullphasenwinkel.

Die Lösung für die Schallschnelle $v_{\sim}$ führt zu

$$v_{\sim} = \frac{\hat{p}}{\rho_{-} c} \sin [\omega (t \pm \frac{x}{c}) + \phi] \; . \tag{93}$$

Aus Schalldruck $p_{\sim}$ und Schallschnelle $v_{\sim}$ folgt die Schallkennimpedanz bzw. der Wellenwiderstand des Mediums

$$z_o = \frac{p_{\sim}}{v_{\sim}} = \rho_{-} \cdot c \; . \tag{94}$$

Einfacher läßt sich die Sinuswelle in komplexer Schreibweise darstellen

$$\underline{p} = \hat{\underline{p}}_e \, e^{i\omega t} \, e^{\pm ikx} \; . \tag{95}$$

Hierin sind die unterstrichenen Größen $\underline{p}$ und $\hat{\underline{p}}$ die komplexe Schalldruckamplitude bzw. der komplexe Scheitelwert und k ist die reelle Wellenzahl

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \; . \tag{96}$$

Die Gleichungen, die ein Wellenfeld beschreiben, werden als Leitungsgleichungen bezeichnet.

Das Wellenfeld einer stehenden Welle setzt sich zusammen aus einer einfallenden Welle, mit Index $_e$,

$$\underline{p}_e = \hat{\underline{p}}_e \, e^{i\omega t} \, e^{-ikx} \tag{97}$$

$$\underline{v}_e = \hat{\underline{v}}_e \, e^{i\omega t} \, e^{-ikx} \tag{98}$$

und aus einer rücklaufenden, reflektierten Welle mit dem Index $_r$

$$\underline{p}_r = \hat{\underline{p}}_r \, e^{i\omega t} \, e^{ikx} \tag{99}$$

$$\underline{v}_r = \hat{\underline{v}}_r \, e^{i\omega t} \, e^{ikx} \tag{100}$$

Aus hin- und rücklaufender Welle folgt für die stehende Welle der Schalldruck

$$\underline{p} = (\hat{\underline{p}}_e \, e^{-ikx} + \hat{\underline{p}}_r \, e^{ikx}) \, e^{i\omega t} \tag{101}$$

und die Schallschnelle

$$\underline{v} = (\hat{\underline{v}}_e \, e^{-ikx} - \hat{\underline{v}}_r \, e^{ikx}) \, e^{i\omega t} \tag{102}$$

Wird die Dämpfung mitberücksichtigt, so ist anstelle der reellen Wellenzahl k eine komplexe Ausbreitungskonstante γ einzusetzen

$$ik = \gamma = \alpha + i\beta \tag{103}$$

mit der Dämpfungskonstanten α und der Phasenkonstanten β.

Die Dämpfungskonstante α ist abhängig vom Strömungswiderstand R und dem Massenwiderstand $\omega \cdot \rho$

$$\alpha = \frac{kR}{2\omega\rho} = \frac{R}{2\rho c} \, . \tag{104}$$

Die Phasenkonstante β entspricht der Wellenzahl k ohne Dämpfung

$$\beta = k \, . \tag{105}$$

Der komplexe Wellenwiderstand wird analog zu Gleichung (94) aus dem komplexen Schalldruck und der komplexen Schallschnelle gebildet

$$\underline{Z}_s = \frac{\underline{p}}{\underline{v}} \,. \tag{106}$$

B. Elementare Schallstrahler

In seinen theoretischen Untersuchungen des Freistrahllärms leitete Lighthill [1] aus der Kontinuitäts- und aus der Bewegungsgleichung die inhomogene akustische Wellengleichung ab

$$\frac{1}{c_o} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = q_1 \tag{107}$$

mit dem Quellterm

$$q_1 = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j - \tau_{ij}) + \frac{1}{c_o^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - c_o^2 \rho) , \tag{108}$$

der die akustischen Quelleigenschaften eines fluktuierenden Strömungsfeldes beschreibt.

Von Fuchs und Michalke [86] wird eine allgemein gültige Wellengleichung angegeben, deren Quellterm auch Massenstrom- bzw. Schubschwankungen erfaßt und somit Monopol- und Dipolquellen in der turbulenten Strömung zuläßt.

Die Kontinuitätsgleichung und die Impulsgleichung erhalten hierzu folgende Quellterme:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = m (x_i, t) \tag{109}$$

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = f (x_i, t) . \tag{110}$$

In den Gleichungen (107) bis (110) bedeuten x_i (i = 1, 2, 3) die kartesischen Koordinaten des Ortsvektors $\vec{x}$, p der Druck, v_i die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$, τ_{ij} der Zähigkeitstensor, ρ die Dichte, t die Zeit und c_o die Schallgeschwindigkeit des ruhenden Mediums, das den Strahl umgibt.

Nach Multiplikation von Gleichung (109) mit dem Geschwindigkeitsvektor folgt aus Gleichung (109) und (110)

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = f_i + m\, v_i = F_i\,(x_i, t)\ . \qquad (111)$$

Die weitere Differentiation von Gleichung (109) nach t und von Gleichung (111) nach x_i führt zu der inhomogenen Wellengleichung (107) jedoch mit dem Quellterm q_2

$$q_2 = \frac{\partial^2}{\partial x_i\, \partial x_j}\,(\rho v_i v_j - \tau_{ij}) - \frac{\partial F_i}{\partial x_i} + \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{1}{c_o^2}\,\frac{\partial^2}{\partial t^2}\,(p - c_o^2 \rho)\ . \qquad (112)$$

Ist der Quellterm q_2 bekannt, läßt sich das Schallfeld mit einer Integrallösung der Lighthill-Gleichung (107) berechnen. Um den Beitrag der drei verschiedenen Komponenten im Quellterm q_2 am Schalldruckfeld unterscheiden zu können, wird der Quellterm aufgespalten in

$$q_2 = q_{2,1} + q_{2,2} + q_{2,3} \qquad (113)$$

$$q_{2,1} = \frac{\partial}{\partial t}\left(m + \frac{1}{c_o^2}\,\frac{\partial}{\partial t}\,(p - c_o^2 \rho)\right) = \frac{\partial M}{\partial t} \qquad (114)$$

$$q_{2,2} = \frac{\partial}{\partial x_i}\,(f_i + m v_i) = -\,\frac{\partial F_i}{\partial x_i} \qquad (115)$$

$$q_{2,3} = \frac{\partial^2}{\partial x_i\, \partial x_j}\,(\rho v_i v_j - \tau_{ij}) = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}\ . \qquad (116)$$

Die Schalldruckänderung der Monopol-Quelle im Abstand r wird beschrieben durch das Volumenintegral über dem Quellterm $q_{2,1}$.

Monopol-Quelle

$$p\ (x_i,\ t)_M = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial M}{\partial t}\right] dV \tag{117}$$

Dipol-Quelle

$$\text{mit } \frac{\partial r}{\partial y_j} = -\frac{\partial r}{\partial x_j} \tag{118}$$

$$p\ (x_i,\ t)_D = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial F_i}{\partial y_i}\right] dV \tag{119}$$

und für die

Quadrupol-Quelle

$$p\ (x_i,\ t)_Q = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}\right] dV \tag{120}$$

Für die Gleichung (107) mit dem Quellterm q_2 wird von [86] auch eine Integralform angegeben

$$\begin{aligned} p\ (x_i,\ t)\ 4\pi = {} & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} \left[T_{ij}\right] dV - \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \frac{1}{r} \left[F_i\right] dV + \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial M}{\partial t}\right] dV + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_A \frac{1}{r} \left[P_i\right] dA + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_A \frac{1}{r} \left[\rho v_i v_n\right] dA - \int_A \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho v_n}{\partial t}\right] dA \end{aligned} \tag{121}$$

mit $P_i = p\delta_{ij} - \tau_{ij}$.
Hierin sind v_i die Geschwindigkeitskomponenten an den Randflächen und v_n die Normalkomponente der Schnelle an der Berandung.

Das erste Integral über dem Lighthilltensor T_{ij} trifft zu auf eine freie Strömung ohne äußere Kräfte. Es entfallen auch die Oberflächenintegrale.

Die Gleichung (121) liefert in diesem Fall die Quadrupolstrahlung. In der Kanalströmung mit fester Berandung verschwindet die Wechselschnelle v_n und somit die Integrale fünf und sechs. Unter Vernachlässigung der Volumenintegrale verbleibt das Integral mit P_i, das den Wechselkraftanteil mit der festen Berandung der Strömung berücksichtigt. Dieses Integral beschreibt die Dipolstrahlung und wurde zuerst von Curle [2] diskutiert.

Ist die Schallschnelle an der Berandung groß, überwiegt der Einfluß, der sich aus dem letzten Integral in Gleichung (121) ergibt. Dieses Integral ist auch als Rayleigh-Integral bekannt und liefert die Monopolstrahlung.

Die vorausgegangenen Ableitungen beziehen sich auf das sogenannte "Nahfeld" der Geräuschquelle. In diesem Bereich sind die Feldgrößen Schalldruck und Schallschnelle nicht in Phase, wie z.B. in Bild 6 angedeutet wird. Die wechselförmigen Strömungsvorgänge sind mit dem Strahler verbunden, finden also innerhalb der Kohärenzlänge der Turbulenz statt. In größerer Entfernung von den Schallquellen im Turbulenzfeld wird eine völlig unkorrelierte Strahlung wahrgenommen.

Das "Fernfeld" einer Schallquelle ist definiert als der Raum, in dem die Amplituden von Schalldruck und Schallschnelle nahezu proportional mit der Entfernung von der Quelle abnehmen und der Phasenwinkel $\varnothing$ gegen $\cos \varnothing = 1$ geht.

Andere Definitionen beziehen sich auf die Richtung des Schnellevektors und betrachten den Raum als Fernfeld, in dem der Schnellevektor radial zur Quelle der Schnelle gerichtet ist [87].

Außer von den Feldgrößen kann bei der Definition von Nah- und Fernfeld auch von den Energiegrößen, wie z.B. Schallintensität oder Schalleistung ausgegangen werden. Das Fernfeld ist dann der Raum, in dem die Intensität mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt, also mit $1/r^2$. Der Bezug auf Energiegrößen führt zu kleineren Nahfeldbereichen. Dies ist auch mit ein Grund dafür, daß die Schalleistungsberechnung aus p^2-Messungen recht nahe der Schallquelle vorgenommen werden kann.

In der vorliegenden Arbeit sind Nah- und Fernfeld auf Energiegrößen bezogen. Die Bestimmung der Schalleistung an verschiedenen Brennern durch p^2-Messungen in unterschiedlichem Abstand von der Schallquelle ergaben, daß der Abstand von 1 m zur Schallquelle das Fernfeld sehr gut repräsentierte.

Im Fernfeld kann für eine ausreichend große Distanz r zur Schallquelle und unter der Voraussetzung, daß

$$r >> \frac{\lambda}{2\pi} \tag{122}$$

ist, wobei λ eine typische Wellenlänge des Strahlers darstellt, die Integralgleichung (121) vereinfacht werden.

Mit dem Abstand r, berechnet aus

$$r = |x_i - y_i| = \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2}\,, \tag{123}$$

wird folgende Approximation vorgenommen:

$$\frac{x_i - y_i}{r}\,[\ldots] \approx \frac{x_i}{|x_i|}\,[\ldots]\,. \tag{124}$$

Für die Monopol-Quelle folgt dann der Schallwechseldruck

$$p_\sim = \frac{1}{4\pi}\,\frac{1}{|x_i|}\left\{\int_V \left[\frac{\partial M}{\partial t}\right] dV - \int_A \left[\frac{\partial \rho v_n}{\partial t}\right] dA\right\}\,. \tag{125}$$

Der Schallschnellevektor läßt sich berechnen aus der Beziehung

$$\frac{\partial v_{\sim i}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p_{\sim}}{\partial x_i} \tag{126}$$

und den Transformationen

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{r} [...] \right) = - \frac{1}{r^2} [...] \frac{\partial r}{\partial x_i} - \frac{1}{c_o r} \left[\frac{\partial ...}{\partial t}\right] \frac{\partial r}{\partial x_i} \tag{127}$$

und

$$\frac{\partial r}{\partial y_j} = - \frac{\partial r}{\partial x_j} = - \frac{x_j - y_j}{r} \quad . \tag{128}$$

Die Gleichungen (127) und (128) ergeben zusammen :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{r} [...] \right) = - \left(\frac{1}{c_o} \left[\frac{\partial ...}{\partial t}\right] + \frac{1}{r} [...] \right) \frac{x_i - y_i}{r^2} \tag{129}$$

Im Fernfeld ist die folgende Approximation zulässig

$$\frac{x_i - y_i}{r} [...] \approx \frac{x_i}{|x_i|} [...] \quad . \tag{130}$$

Für die Schallschnelle folgt somit aus Gleichung (126)

$$v_{\sim i} = \frac{1}{4\pi \rho_o c_o} \frac{x_i}{|x_i|^2} \left\{ \int_V \left[\frac{\partial M}{\partial t}\right] dV - \int_A \left[\frac{\partial \rho v_n}{\partial t}\right] dA \right\} \quad . \tag{131}$$

Da Schallwechseldruck und die Schallschnelle im Fernfeld in Phase schwingen, läßt sich die Schallkennimpedanz nach Gleichung (94) berechnen

$$Z_o = \frac{p_{\sim}}{v_n} = \rho_o \cdot c_o \quad . \tag{132}$$

Sind Schallwechseldruck und Schallschnelle bekannt, läßt sich die Schallintensität J bzw. die im zeitlichen Mittel pro Flächeneinheit übertragene Leistung berechnen

$$J = \overline{p_{\sim} \cdot v_n} = \frac{\overline{p_{\sim}^2}}{\rho_o c_o} \cdot \qquad (133)$$

Wie bereits in Gleichung (121) bemerkt, überwiegt der Einfluß des Rayleigh-Integrals in der Monopol-Strahlung, das Volumen-Integral in Gleichung (131) wird deshalb nicht berücksichtigt. Für die Intensität des Monopolstrahlers folgt somit

$$J_M = \frac{1}{16\pi^2 \rho_o c_o} \frac{1}{|x_i|^2} \left(\frac{\overline{\partial \rho v_n}}{\partial t} \right)^2 A \ . \qquad (134)$$

Die ähnliche Behandlung von Gleichung (121) für den Dipol- und Quadrupol-Strahler führt nach (1, 2 und 86) zu

$$J_D = \frac{1}{16\pi^2 \rho_o c_o^3} \frac{x_i x_j}{|x_i|^4} \overline{\frac{\partial}{\partial t}(P_i + \rho v_i v_n) \frac{\partial}{\partial t}(P_j + \rho v_j v_n)} A \qquad (135)$$

$$J_Q = \frac{1}{16\pi^2 \rho_o c_o^5} \frac{x_i x_j}{|x_i|^2} \overline{\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2}} V \ . \qquad (136)$$

Mit den Schallintensitäten lassen sich die Schalleistungen der einzelnen Schallstrahler berechnen.

Tafel 1

Brenngaszusammensetzung in Vol.-%		Erdgas L	Erdgas H
Methan	CH_4	81,50	85,20
Äthan	C_2H_6	2,77	8,36
Propan	C_3H_8	0,39	2,93
Butan	C_4H_{10}	0,12	0,88
Pentan	C_5H_{12}	0,04	0,18
Hexan	C_6H_{14}	-	0,04
Heptan	C_7H_{16}	-	0,01
Benzol	C_6H_6	0,02	0,01
Stickstoff	N_2	14,20	0,68
Kohlendioxid	CO_2	0,95	1,71
Sauerstoff	O_2	0,01	-
Brenngaskennwerte und Verbrennungswerte			
Brennwert	$H_{o,n}$	35,30 MJ/m^3	44,45 MJ/m^3
Heizwert	$H_{u,n}$	31,80 MJ/m^3	40,23 MJ/m^3
Dichte	ρ_n	0,827 kg/m^3	0,840 kg/m^3
Dichteverhältnis (Luft = 1)	d_v	0,64	0,65
Wobbeindex	W_o	44,1 MJ/m^3	54,55 MJ/m^3
	W_u	39,9 MJ/m^3	49,38 MJ/m^3
theoretischer Luftbedarf	L_{min}	8,37 m^3/m^3	10,546 m^3/m^3
Verbrennungsgasmenge (trocken)	V_{tr}	7,65 m^3/m^3	9,542 m^3/m^3
maximaler CO_2-Gehalt	$CO_{2,max}$	11,75 Vd %	12,23 Vd %

Lebenslauf

Geboren:	27. Mai 1941 in Berlin
Schulbildung:	1947 - 1955 Volksschule in Berlin, Wittlich und Trier
	1955 - 1959 Berufsschule in Trier
	1958 - 1962 Berufsaufbauschule in Trier und Koblenz
Studium:	1962 - 1965 Staatliche Ingenieurschule für Bau- und Maschinenwesen in Koblenz, Fachrichtung Maschinenbau
	1971 - 1975 Universität Trier-Kaiserslautern, Maschinenwesen und Verfahrenstechnik
Berufliche Tätigkeit:	1965 - 1968 Robert Bosch GmbH, Giengen
	1968 - 1971 Schlatterer, Herbrechtingen
	1975 bis heute wissenschaftlicher Mitarbeiter am Gaswärme-Institut E.V. (GWI), Essen
Familienstand:	verheiratet, zwei Kinder

FOTODRUCK J. MAINZ – Telefon: (02 41) 2 73 05
Neupforte 13, Nähe Markt, 5100 Aachen